

TS 99/GRE4/0059/D

double

28



OBSERVATOIRE DE GRENOBLE

et

LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

## THÈSE

présentée par

**Stéphane GARAMBOIS**

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

**L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I**

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: Géophysique - Géochimie - Géomécanique

---

**Études expérimentales et théoriques des conversions d'ondes  
sismo-électriques dans les milieux poreux superficiels**

---

Date de soutenance: 2 avril 1999

Composition du jury:

M. J.-L. Auriault	Examineur	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble
M. K. Babour	Examineur	Schlumberger, Clamart
M. M. Campillo	Président	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble
M. M. Dietrich	Directeur de thèse	CR CNRS, Université Joseph Fourier, Grenoble
M. S. Pride	Rapporteur	Professeur, Université Rennes 1, Rennes
M. J. Virieux	Rapporteur	Professeur, Université Sophia-Antipolis, Nice



TS99/GNE1/0059  
DOUBLE

OBSERVATOIRE DE GRENOBLE  
et  
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE

THÈSE

présentée par

Stéphane GARAMBOIS

pour obtenir le titre de DOCTEUR de

L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité: Géophysique - Géochimie - Géomécanique

---

Études expérimentales et théoriques des conversions d'ondes  
sismo-électriques dans les milieux poreux superficiels

---

Date de soutenance: 2 avril 1999

Composition du jury:

M. J.-L. Auriault	Examineur	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble
M. K. Babour	Examineur	Schlumberger, Clamart
M. M. Campillo	Président	Professeur, Université Joseph Fourier, Grenoble
M. M. Dietrich	Directeur de thèse	CR CNRS, Université Joseph Fourier, Grenoble
M. S. Pride	Rapporteur	Professeur, Université Rennes 1, Rennes
M. J. Virieux	Rapporteur	Professeur, Université Sophia-Antipolis, Nice



10204855



## Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Michel Dietrich. D'une part pour m'avoir proposé ce sujet de thèse motivant et formateur et tenté de me transmettre sa culture en géophysique appliquée. D'autre part, pour sa très grande disponibilité, sa patience par rapport à mes nombreuses questions et pour la liberté de travail qu'il m'a laissée qui sont pour beaucoup dans le plaisir que j'ai eu à effectuer cette thèse.

Je remercie également Jean-Louis Auriault, Kamal Babour, Michel Campillo, Steve Pride et Jean Virieux pour avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je remercie Georges Poupinet et Michel Campillo de m'avoir accueilli dans leur laboratoire, Guy Perrier dans son école doctorale, ainsi que Joseph Martinod de m'avoir fait découvrir certains aspects de la physique du déclenchement des séismes au cours de mes stages de maîtrise et de DEA.

Cette thèse a bénéficié de l'interaction scientifique avec de nombreuses personnes dans des domaines très différents. Steve Pride, de Géosciences Rennes, a toujours suivi avec enthousiasme les travaux expérimentaux et a toujours répondu promptement à mes questions plus théoriques. François Glangeaud du Lis a passé du temps à essayer d'atténuer le bruit électromagnétique, et m'a fait bénéficier de son savoir-faire en traitement du signal. Je remercie Francis Robach du LETI pour sa curiosité et son enthousiasme ainsi que pour m'avoir fait profiter d'une partie de ses connaissances sur les phénomènes électromagnétiques dans le sous-sol. Je suis reconnaissant à Gilles Ménard, dont la curiosité incessante sur tout ce qui touche au sous-sol nous a permis d'avoir des discussions (interminables?) sur la géophysique et la géologie. L'ensemble des calculs numériques présentés dans ce mémoire doit beaucoup à l'efficacité de Catherine Pequegnat.

J'ai eu la chance de participer à plusieurs manips. Je remercie D. Hatzfeld pour la Grèce et surtout pour m'avoir fait découvrir l'Iran, et également J.-R. Grasso, entre autres, pour m'avoir permis de vérifier que mon équipement des hautes altitudes n'était plus adapté aux glaciers Alpains.

Je n'oublierai pas l'ensemble des personnes, rencontrées au cours de mon passage à l'OMP de Toulouse qui m'ont fait sentir les charmes de la ville rose, des bandas et du sud-ouest en général, et j'aimerais souhaiter une bonne route à toutes les personnes croisées au LGIT (et à ceux d'en bas) à Grenoble au cours de ces nombreuses années, et notamment à ceux côtoyés au cours de quelques briganderies nocturnes.

J'aurais une pensée pour mes amis rugbymans, qui s'ils ont souvent été moqueurs par rapport aux étudiants longue durée, m'ont toujours apporté un soutien sans failles, et surtout leur bonne humeur.

Enfin, je remercie ma famille pour leur détachement et leur soutien, notamment Christelle qui a supporté mes humeurs changeantes.

Ma dernière pensée ira à Ian, arrivé en cette fin de thèse, qui a eu la bonne idée de dormir la nuit, et dont les sourires m'ont apporté force et bonheur.

## Résumé

Les phénomènes électrocinétiques créés à l'échelle microscopique par le passage d'ondes sismiques à travers des milieux poreux saturés en fluides génèrent des conversions entre énergies sismique et électromagnétique observables à l'échelle macroscopique. Nous avons étudié ces couplages à la fois sur un plan expérimental et théorique dans le but de déterminer leur utilisation potentielle pour la détection et la caractérisation du contenu en fluides des milieux poreux superficiels.

Nous présentons dans un premier temps une série d'expériences de terrain effectuées pour enregistrer, à l'aide d'antennes électriques reliées à un système d'acquisition sismique multitrace, les champs électriques transitoires générés par une perturbation sismique du milieu. Après atténuation du bruit généré par les lignes à haute tension grâce à des filtres adaptés, deux effets sismo-électriques ont été identifiés: i) un champ électrique dominant qui accompagne les ondes sismiques, et ii), des perturbations électromagnétiques précursives, de faible amplitude, présentant une inversion de polarité de part et d'autre de la source sismique avec peu ou pas de décalage temporel le long du dispositif récepteur.

Par la suite, nous détaillons les aspects théoriques de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques dans des milieux poreux saturés en utilisant les équations obtenues par Pride (1994), qui combinent la théorie de Biot aux équations de Maxwell via des équations de transport. Nous avons résolu ces équations à l'aide d'un programme de simulation numérique dans le but de générer des sismogrammes, des électrogrammes et des magnétogrammes synthétiques. Ceci nous a permis d'étudier de manière détaillée les effets sismo-électriques, d'interpréter nos données et de mettre en évidence des applications potentielles d'enregistrements simultanés des champs d'ondes sismiques, électriques et magnétiques pour la caractérisation des couches poreuses superficielles.



## Abstract

Electrokinetic coupling phenomena created at the microscopic scale by the passage of seismic waves through fluid-saturated porous media generate conversions between seismic and electromagnetic energy which can be observed at the macroscopic scale. We have studied these coupling effects, both experimentally and theoretically, in order to assess their potential use for the detection and characterization of the fluid contents of superficial porous media.

We first present a series of field experiments designed to record the transient electric fields generated by a seismic perturbation of the medium. These experiments were performed with a set of geophones and electric dipoles connected to a multichannel seismic acquisition system. After removal of the powerline noise by adaptive filtering, two different seismo-electric effects were identified: i) a dominant effect in the form of an electric field which accompanies and mimics the seismic waves, and ii), small-amplitude precursory electromagnetic disturbances showing a polarity reversal on either side of the shot point, with little or no moveout along the receiver array.

Next, we address the theoretical aspects of the coupled propagation of seismic and electromagnetic waves in saturated porous media by using the governing equations derived by Pride (1994), which combine the Biot theory and Maxwell equations via transport equations. We have implemented these equations in a numerical simulation code in order to generate synthetic seismograms, electrograms and magnetograms in stratified porous media. This numerical modeling code allowed us to perform detailed investigations of the seismo-electric effects, to interpret our field data, and to give prominence to the potential applications of a simultaneous recording of the seismic, electric and magnetic wavefields for the characterization of near-surface porous layers.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Table des matières</b>	<b>7</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
0.1 État des connaissances . . . . .	15
0.2 Plan de la thèse . . . . .	16
<b>1 Mesures expérimentales des conversions sismo-électriques</b>	<b>21</b>
1.1 Introduction . . . . .	21
1.2 Historique . . . . .	22
1.3 Enregistrement et traitement des données . . . . .	26
1.3.1 Instrumentation . . . . .	28
1.3.2 Traitement des données . . . . .	30
1.4 Études expérimentales des conversions d'ondes sismo-électriques . . . . .	35
"Seismo-electric wave conversions in porous media -I: Field measurements and transfer function analysis", article soumis à <i>Geophysics</i> . . . . .	35
1.4.1 Introduction . . . . .	36
1.4.2 Field data recording and pre-processing . . . . .	38
1.4.3 Seismic to EM wave conversion at depth . . . . .	39
1.4.4 Seismo-electric and seismo-magnetic transfer functions . . . . .	45
1.4.5 Conclusions . . . . .	56
1.4.6 Acknowledgments . . . . .	56
1.4.7 Appendix - Transfer function analysis . . . . .	57
1.5 Discussion . . . . .	61
1.6 Conclusions . . . . .	63



<b>2</b>	<b>Théorie et propriétés des couplages sismo-électriques d'origine électrocinétiques</b>	<b>67</b>
2.1	Introduction . . . . .	67
2.2	Nature des mécanismes de conversions d'énergie . . . . .	68
2.2.1	Mécanismes de couplages entre énergies mécanique et EM . . . . .	69
2.2.2	Les effets piézo-électriques . . . . .	69
2.2.3	Effets électrocinétiques . . . . .	70
2.2.4	Modulation de la résistivité par les contraintes sismiques . . . . .	70
2.2.5	Réponses aux fréquences radio . . . . .	71
2.2.6	Anomalies électromagnétiques liées aux tremblements de terre. . . . .	71
2.3	Les phénomènes électrocinétiques . . . . .	73
2.3.1	La double couche électrique . . . . .	74
2.3.2	Effets électro-osmotiques . . . . .	75
2.3.3	Potentiel d'électrofiltration . . . . .	77
2.3.4	Électrophorèse . . . . .	79
2.3.5	Potentiel de sédimentation . . . . .	79
2.3.6	Formulation des potentiels électrocinétiques . . . . .	80
2.4	Introduction aux milieux poreux . . . . .	83
2.4.1	Porosité . . . . .	84
2.4.2	Circulation des fluides . . . . .	84
2.4.3	Propriétés électriques . . . . .	87
2.4.4	Propriétés diélectriques . . . . .	89
2.5	Équations gouvernant les couplages sismiques et électromagnétiques dans les milieux poreux saturés . . . . .	90
2.5.1	Équations mécaniques dans les milieux poreux saturés . . . . .	92
2.5.2	Équations de transport . . . . .	94
2.5.3	Sensibilité des coefficients de transport . . . . .	97
2.5.4	Équations de Maxwell . . . . .	102
2.5.5	Hypothèses et limites du modèle . . . . .	103
2.5.6	Caractérisation d'une couche . . . . .	104
2.6	Propriétés des ondes en présence . . . . .	106
2.6.1	Phénomènes d'atténuation et de dispersion des ondes sismiques dans les roches poreuses . . . . .	107
2.6.2	Expression des lenteurs . . . . .	109
2.6.3	Sensibilité des vitesses . . . . .	112
2.6.4	Atténuation . . . . .	118
2.7	Conclusion . . . . .	122

<b>3</b>	<b>Modélisation de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié plan.</b>	<b>125</b>
3.1	Introduction . . . . .	125
3.2	Ondes sismo-électromagnétiques dans un milieu homogène - conditions aux frontières . . . . .	127
3.2.1	Équations macroscopiques couplées . . . . .	127
3.2.2	Vecteur déplacement-contrainte-champs électromagnétiques . . . . .	128
3.2.3	Vecteur d'onde . . . . .	130
3.2.4	Résolution du problème aux valeurs et vecteurs propres . . . . .	132
3.2.5	Normalisations . . . . .	134
3.2.6	Réflexions et transmissions à une interface . . . . .	135
3.2.7	Détermination de la matrice de propagation $Q(z^-, z^+)$ . . . . .	137
3.2.8	Effet de la surface "libre" . . . . .	138
3.3	Milieu stratifié plan . . . . .	140
3.3.1	Matrices de réflexion et de transmission généralisées . . . . .	141
3.3.2	Introduction du terme de source . . . . .	142
3.3.3	Réponse d'un milieu stratifié plan . . . . .	149
3.3.4	Transformation dans le domaine temps-distance . . . . .	151
3.4	Relations de réciprocité . . . . .	154
3.4.1	Déplacements . . . . .	154
3.4.2	Champs électriques . . . . .	160
3.4.3	Couplages déplacements - champs électriques . . . . .	162
3.5	Comparaison avec les simulations numériques de Haartsen & Pride (1997) . . . . .	169
3.6	Conclusions . . . . .	171
<b>4</b>	<b>Caractérisation des couplages sismo-électriques à l'aide de simulations numériques.</b>	<b>177</b>
4.1	Introduction . . . . .	177
4.2	Études du champ électrique et du champ magnétique accompagnant les ondes sismiques . . . . .	178
4.2.1	Ondes de volume . . . . .	179
4.2.2	Ondes de surface . . . . .	197
4.3	Applications des couplages sismo-électriques . . . . .	204
4.3.1	Introduction . . . . .	204
4.3.2	Détection de couches réservoirs . . . . .	204
4.3.3	Fréquences plus élevées - études environnementales . . . . .	215
4.3.4	Conclusions . . . . .	215

4.4	Étude des ondes électromagnétiques: zones de Fresnel . . . . .	216
4.4.1	introduction . . . . .	216
4.4.2	Dimensions de la zone de Fresnel . . . . .	217
4.4.3	Analyse numérique de l'onde électromagnétique . . . . .	220
4.4.4	Zones de Fresnel correspondantes . . . . .	225
4.4.5	Conclusions . . . . .	228
4.5	Sensibilité des ondes électromagnétiques . . . . .	228
4.5.1	Introduction . . . . .	228
4.5.2	Modèle . . . . .	228
4.5.3	Résultats . . . . .	229
4.5.4	Discussion . . . . .	233
4.6	Conclusions . . . . .	235
<b>Conclusion</b>		<b>237</b>
<b>Annexe</b>		<b>243</b>
<b>Références bibliographiques</b>		<b>251</b>

## Introduction



## Introduction

Cette thèse concerne l'étude des couplages dynamiques entre énergies sismique et électromagnétique dans les milieux poreux. L'objectif majeur a été d'évaluer les applications potentielles de ces couplages pour caractériser le milieu poreux, et notamment pour détecter et caractériser les fluides dans le sous-sol. En effet, outre son intérêt pour la compréhension des phénomènes, l'étude de ces couplages doit permettre de répondre à des problèmes de prospection, à des problèmes environnementaux liés à la pollution des nappes souterraines, ainsi qu'à des problèmes de circulation de fluide dans des zones fracturées.

Les méthodes de prospection classiques apportent chacune des réponses sur des propriétés physiques distinctes qui ne permettent pas de répondre à l'ensemble de ces questions. Par exemple, les méthodes sismiques permettent d'imager les contrastes de propriétés mécaniques du milieu, les méthodes électriques ou électromagnétiques les contrastes de résistivité électrique, les méthodes géoradar les contrastes de permittivité diélectrique. Néanmoins, ces méthodes ont des limites, notamment pour la caractérisation de milieux biphasiques. C'est pourquoi, il existe actuellement un intérêt considérable pour le développement de méthodes nouvelles comme la résonance magnétique nucléaire et les phénomènes de couplages sismo-électriques.

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est utilisée depuis 1981 en Russie pour la prospection d'eau et l'estimation de la saturation et de la taille moyenne des pores (Legchenko *et al.*, 1996). Son principe consiste à envoyer dans le sous-sol un courant à la fréquence de Larmor. Ce signal engendre une précession des protons présents dans les molécules d'eau autour du champ géomagnétique, ce qui génère un champ magnétique transitoire qui peut être détecté en surface. Cette technique, qui demande encore à être développée, pourrait permettre de caractériser le contenu en eau du sous-sol.

Les couplages sismo-électriques ou sismo-magnétiques regroupent plusieurs mécanismes physiques distincts. Les effets piézo-électriques ou piézo-magnétiques résultent des changements d'orientation, d'amplitude, ou de distribution des dipôles électriques ou magnétiques à l'intérieur d'un cristal, provoqués par la modification locale des contraintes due au passage d'une onde sismique. Un second phénomène concerne la modification de la résistivité des roches par des changements du volume ou de la taille des pores engendrés par le passage des ondes sismiques qui modifient les trajets des courants électriques. D'autre part, des signaux électromagnétiques



ont été détectés aux fréquences radio à proximité de semi-conducteurs naturels, suite à une explosion. Enfin, les phénomènes électrocinétiques rendent compte des couplages entre la circulation des charges électriques et la dynamique des mouvements relatifs entre les phases fluide et solide d'un milieu biphasique.

Certains de ces phénomènes ont été utilisés pour la prospection de minerais (effet piézo-électrique, signaux électromagnétiques aux fréquences radio), d'autres ont été avancés pour expliquer des variations locales de résistivité électrique avant ou pendant un tremblement de terre.

Les phénomènes électrocinétiques dans la subsurface se produisent naturellement dans tous les systèmes de roches contenant un fluide sur plusieurs échelles de temps (Corwin, 1990). Les études de ces phénomènes physiques ont été menées en considérant leur déclenchement de manière artificielle, ceci pour évaluer l'utilisation des effets dynamiques ou les champs qu'ils génèrent. Ces phénomènes ont été notamment utilisés avec succès pour l'extraction de contaminants dans les sols. En effet, l'application d'un courant électrique continu dans le sous-sol, induit des mouvements électro-osmotiques du fluide contaminé d'une anode vers une cathode chargée négativement. Les ions et les particules colloïdales vont migrer vers l'électrode de charge opposée (Probstein & Hicks, 1993).

De manière réciproque, une perturbation mécanique se propageant à travers un milieu poreux saturé génère des mouvements relatifs entre les parties solide et fluide du matériau. Ce mouvement relatif transporte les ions mobiles présents en excès dans la couche diffuse de la double couche électrique. Deux phénomènes résultent de cette interaction. Dans un milieu poreux homogène, la circulation des charges donne naissance à des champs électriques ou des champs magnétiques accompagnant la perturbation mécanique considérée, mais qui restent localisés à l'intérieur de cette perturbation. Dans un milieu hétérogène, par contre, les variations temporelles de l'amplitude des courants d'électrofiltration génèrent des perturbations électromagnétiques qui se propagent de manière indépendante dans le sous-sol.

Cette thèse est une contribution à la caractérisation de ces deux phénomènes à l'échelle macroscopique, et à leur utilisation éventuelle en géophysique. D'une part, l'étude portera sur la mise en évidence des effets sismo-électriques, de manière expérimentale sur le terrain. D'autre part, nous proposerons une simulation numérique des phénomènes. Le programme de modélisation englobe la théorie des ondes électromagnétiques, des ondes poro-élastiques, ainsi que les transports dynamiques électriques et hydrauliques dans un milieu biphasique. Outre son intérêt pour la simulation de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux saturé, il permettra d'analyser les observations de terrain et d'envisager des applications en prospection pétrolière et en géophysique d'environnement.

Outre leurs applications potentielles en prospection géophysique, ces travaux réalisés à une échelle de mesure intermédiaire, en considérant un déclenchement artificiel des phénomènes

sismo-électriques, permettrons de faire le lien avec les travaux réalisés en laboratoire sur des échantillons de roches (par exemple, Jouniaux & Pozzi, 1995) et, à plus grande échelle, avec les études des émissions électromagnétiques naturelles, par exemple liées aux tremblements de terre (Bernard, 1992).

## 0.1 État des connaissances

Les couplages entre énergies sismique et électromagnétique ont intéressé les géophysiciens depuis les années 1930, mais peu de publications ont été écrites depuis. Une revue détaillée des travaux expérimentaux effectués sur ce sujet sera fournie dans le chapitre 1. Plusieurs effets ont été mis en évidence depuis la découverte en 1936 que des courants électriques continus injectés dans le sous-sol étaient perturbés par le passage des ondes sismiques (Blau & Statham, 1936; Thompson, 1936). Thompson (1939) montre que ces modulations de courant sont dues à des changements de résistivité locale du sous-sol, et non pas à de simples vibrations mécaniques des électrodes. Ivanov (1939) mesure les champs électriques générés par les ondes sismiques, et découvre des signaux électriques arrivant aux capteurs avant le temps d'arrivée théorique du signal sismique. Il montre que la présence de fluides et que leur propriétés chimiques sont essentielles pour expliquer ces observations. Vingt ans plus tard, Martner & Sparks (1959), en utilisant des antennes électriques en surface, et des explosions à différentes profondeurs, sont les premiers à identifier clairement des conversions d'ondes sismiques en ondes électromagnétiques en profondeur, à la base de la zone altérée. Broding *et al.* (1963), de leur côté, essayent d'utiliser des antennes électriques à la place de géophones électromagnétiques. Leur observations montrent que la réponse électrique du milieu à une perturbation sismique dépend des conditions locales du sol, et que les antennes électriques sont nettement moins sensibles aux mouvements sismiques que des géophones.

En résumé, ces travaux expérimentaux ont montré que le passage des ondes sismiques dans un milieu poreux génère deux effets: un champ électrique qui accompagne les ondes sismiques et qui est sensible aux conditions locales du sol, et des perturbations électromagnétiques apparaissant comme des précurseurs des ondes sismiques. Peu d'applications concrètes sont sorties de ces travaux. Ce sont les expériences très complètes menées par Thompson & Gist (1993) qui ont suscité un regain d'intérêt pour les phénomènes sismo-électriques. En utilisant des techniques d'imagerie de sismique réflexion, ces auteurs ont montré que les ondes sismiques engendrent des perturbations électromagnétiques dans des sédiments saturés. L'interprétation des signaux électriques observés en surface montrent que certains événements sont bien corrélés avec des réflecteurs sismiques, alors que d'autres ne le sont pas, soulignant ainsi la sensibilité de ces perturbations électriques à des contrastes de natures différentes.



Sur le plan théorique, dès 1944, Frenkel (1944) a obtenu des équations estimant le taux du mouvement relatif fluide/solide généré par une onde sismique. Il tenta d'introduire le champ électrique généré par ce flux relatif en employant l'équation de Helmholtz-Smoluchowski. Cette équation suppose que le courant électrique total dans un matériau poreux est globalement égal à zéro. C'est pourquoi le modèle de Frenkel prédit qu'un champ électrique ne sera généré qu'aux endroits où il existe un mouvement relatif. En fait, pour modéliser correctement un milieu hétérogène, c'est la totalité des équations de Maxwell qu'il faut prendre en compte, qui prédiront que ce phénomène peut également engendrer des perturbations électromagnétiques qui se propagent indépendamment. Neev & Yeatts (1989) ont également utilisé un modèle incomplet qui ne prend pas en compte la totalité des équations de Maxwell, et trouvent ainsi, à tort, que les ondes de cisaillement ne génèrent pas de perturbations électromagnétiques. Par ailleurs, ces auteurs ont négligé la dépendance fréquentielle des équations de transport couplant les équations poro-élastiques et les équations électromagnétiques.

Les travaux théoriques de Pride (1994) sont de première importance, car ils présentent les équations macroscopiques dynamiques d'un milieu poreux biphasique sous la forme des équations de Maxwell couplées aux équations de Biot (1956) via des équations de transport dépendant de la fréquence et des propriétés constitutives du milieu. Ces équations sont cependant limitées à un milieu poreux biphasique dont les lois constitutives macroscopiques sont supposées isotropes. Haartsen & Pride (1997) ont résolu de manière numérique ces équations dans le cas de milieux poreux à stratification plane et ont confirmé que des perturbations électromagnétiques pouvaient être générées par le passage d'une onde sismique à travers une interface séparant deux milieux présentant des contrastes mécaniques et/ou électriques. Ceci peut expliquer les résultats de Thompson & Gist (1993) qui montraient que des signaux électriques n'étaient pas corrélés avec des réflecteurs sismiques. Leurs résultats numériques ont aussi montré l'intérêt d'étudier plus en détail les phénomènes sismo-électriques et leurs applications potentielles en géophysique.

## 0.2 Plan de la thèse

La démarche choisie au cours de cette thèse a consisté, dans un premier temps, à caractériser ces phénomènes de manière expérimentale, puis à développer la modélisation numérique des phénomènes pour des milieux à stratification plane. La confrontation des résultats expérimentaux et numériques, et l'étude numérique des paramètres intervenant dans ces phénomènes constituent la dernière partie de ce travail. Cette thèse est ainsi présentée selon quatre chapitres.

Le premier chapitre résume les principaux résultats obtenus de manière expérimentale. Les expérimentations de terrain ont été conduites sur différents sites, en utilisant différentes sources sismiques d'excitation du milieu. L'acquisition de données sismo-électriques a été effectuée avec

un enregistreur sismique à 24 traces collectant les perturbations électriques générées par l'excitation mécanique du milieu grâce à des antennes électriques déployées en surface selon un profil longitudinal. Le manque de travaux effectués sur ce sujet nous a amené à développer une stratégie d'enregistrement et une technique spécifique de traitements des signaux électriques. Dans un premier temps, nous avons réussi à enregistrer de manière reproductible les signaux électriques générés par le passage des ondes sismiques à proximité des électrodes. Nous étudierons les fonctions de transfert entre ces champs électriques et les déplacements des grains, et analyserons si les amplitudes électriques observées sont cohérentes avec les amplitudes prédites par la théorie électrocinétique.

C'est au toit d'une nappe aquifère située près de la surface, que nous avons finalement réussi à mettre en évidence des perturbations électromagnétiques générées par le passage des ondes sismiques. Nous étudierons les caractéristiques de ces signaux, et discuterons des échecs rencontrés pour leur détection au toit d'une nappe phréatique plus profonde, ce qui permettra d'envisager le développement d'une instrumentation adaptée aux difficultés liées à leur enregistrement.

Le chapitre 2 présente d'une manière détaillée les phénomènes de couplages sismo-électriques en général, puis les caractéristiques des phénomènes d'électrofiltration. Après une courte introduction aux milieux poreux, nous présenterons les équations de transport qui rendent compte des couplages entre déplacements électriques et hydrauliques pour un modèle capillaire. Ces relations flux/forces relient les courants et les mouvements relatifs fluide/solide aux gradients de potentiels et de pression qui les créent, et prennent en compte les effets électrocinétiques et électro-osmotiques. Par la suite, nous présenterons les équations obtenues par Pride (1994) pour un milieu poro-élastique saturé. Ces équations couplent la dynamique des champs d'ondes sismiques et des mouvements relatifs fluide/solide décrits par les équations de Biot dans un milieu poro-élastique biphasique, avec la dynamique des champs d'ondes électromagnétique gouvernés par les équations de Maxwell, via des équations de transport dépendant de la fréquence. Nous donnerons des précisions sur les propriétés caractérisant une couche de matériel poreux, et présenterons la dépendance fréquentielle des paramètres influant sur les propriétés de transport (perméabilité, coefficient de couplage, conductivité).

Les équations macroscopiques de Pride (1994), pour lesquelles la longueur d'onde de la perturbation est nettement plus grande que la dimension des grains constituant la matrice du milieu poreux, ont été obtenues par homogénéisation des équations microscopiques, à l'échelle du pore. Par la suite nous discuterons des propriétés de dispersion et d'atténuation des différentes ondes en présence.

Le chapitre 3 présente le modèle numérique utilisé pour simuler la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux à stratification plane. Nous avons utilisé



une extension de la méthode de réflectivité développée par Kennett & Kerry (1979), combinée avec la technique d'intégration en nombre d'ondes discrets de la réflectivité en ondes planes (Bouchon, 1979), au cas d'ondes sismiques et électromagnétiques se propageant dans un milieu poreux saturé. La complexité du problème de propagation se réduit considérablement en supposant que les variations de propriétés du milieu sont limitées à une seule direction. Nous montrerons comment le problème se découple alors en deux systèmes d'équations indépendants, puis nous donnerons les expressions des vecteurs déplacements-contraintes-champs électromagnétiques dont la continuité doit être assurée aux interfaces. Nous insisterons sur l'introduction dans le modèle de différentes sources d'excitation du milieu (mécaniques, électriques, magnétiques), ainsi que sur les conditions aux limites à la surface libre. Enfin, nous étudierons si notre programme de simulation vérifie les conditions générales de réciprocity des tenseurs de Green.

Dans le chapitre 4, enfin, nous présenterons une étude numérique des couplages sismo-électriques, en utilisant le programme de simulation. Dans un premier temps, nous étudierons les propriétés des champs électrique et magnétique accompagnant les ondes de volume sismiques dans un milieu homogène, en nous intéressant aux fonctions de transfert entre ces champs et les mouvements sismiques. Par la suite, nous tenterons d'obtenir une formulation analytique des fonctions de transfert d'où découleront des applications liées à l'enregistrement simultané de données électriques, magnétiques et sismiques en puits de forage. Nous illustrerons notamment ces applications par un exemple typique rencontré dans l'industrie pétrolière, et montrerons l'intérêt d'utiliser les couplages sismo-électriques pour distinguer la nature du fluide saturant l'espace poreux. Nous tenterons également de retrouver les résultats expérimentaux obtenus avec un dispositif et sur un site où les enregistrements étaient dominés par des ondes de Rayleigh.

Dans un deuxième temps, nous étudierons de manière numérique les perturbations électromagnétiques générées par le passage des ondes sismiques à travers une interface. Pour cela, nous tenterons de répondre à deux questions: d'où provient l'information contenue dans ces ondes, et quelle est cette information? Cette étude sera menée de manière heuristique, en discrétisant une interface par un ensemble de dipôles verticaux, et en comparant les diagrammes de radiation résultant de ce modèle simple avec ceux obtenus de manière exacte à l'aide du programme de simulation. Par la suite, nous effectuerons une étude de sensibilité qui mettra en évidence les contrastes de propriétés susceptibles de générer ces ondes.

Les résultats obtenus au cours de cette thèse seront résumés dans la conclusion où nous donnerons également quelques perspectives de ce travail.

## Chapitre 1

### Mesures expérimentales des conversions d'ondes sismo-électriques



## Chapitre 1

# Mesures expérimentales des conversions sismo-électriques

### 1.1 Introduction

L'acquisition et l'analyse des signaux électriques générés par une source sismique a constitué une étape importante pour l'étude des phénomènes en eux-mêmes, mais également pour l'évaluation du potentiel de ces ondes pour la caractérisation des milieux poreux. Plusieurs études théoriques (Neev & Yeatts, 1989; Pride, 1994; Pride & Haartsen, 1997) ont montré des applications potentielles des phénomènes sismo-électriques, mais le manque de données expérimentales concernant ces effets nous a incité à entreprendre en premier lieu une étude expérimentale sur le terrain afin de mettre en évidence de manière reproductible les différents phénomènes en présence. Pour cela, nous avons développé une méthodologie d'acquisition et de traitement des données.

L'étude des phénomènes piézo-électriques a été abordée d'une manière empirique, et a connu des applications pour la détection de veines de quartz. Les phénomènes d'origine électrocinétique ont surtout été abordés dans un but d'utilisation des phénomènes d'électro-osmose pour décontaminer le sous-sol. Nous rappellerons dans un premier temps les travaux expérimentaux effectués auparavant sur ce sujet, puis nous préciserons l'instrumentation utilisée pour enregistrer les champs électriques générés par la propagation d'une perturbation mécanique, c'est à dire d'une onde sismique, dans un milieu poreux. Les difficultés rencontrées pour ce type de mesure dans la gamme des fréquences sismiques sont principalement liées à la présence de perturbations électriques, dont l'origine est souvent liée à l'activité humaine, et qui "polluent" considérablement les enregistrements en masquant les informations utiles. Nous avons testé plusieurs méthodes de traitement des signaux permettant d'atténuer ces nuisances, et présenterons la méthode que nous avons jugée la plus efficace.

C'est l'expérience acquise au fil des expérimentations qui nous a conduit peu à peu à obtenir des résultats significatifs qui sont présentés dans ce chapitre sous la forme d'un article soumis



à la revue *Geophysics*. Une discussion suivra ces résultats, dans laquelle nous présenterons les problèmes liés à la détection d'ondes électromagnétiques générées dans le sous-sol, et les remèdes possibles en utilisant une instrumentation plus adaptée. Nous spéculerons également sur l'emploi de cette technique pour d'autres applications, et notamment pour enregistrer sur le terrain d'éventuelles perturbations électromagnétiques liées à la fracturation du milieu.

## 1.2 Historique

L'intérêt suscité par les couplages sismo-électriques (ou électro-sismiques) dans le sous-sol remonte aux années 1930, mais depuis, les travaux expérimentaux réalisés sur ce sujet sont apparus par intermittence dans la littérature. L'émergence de travaux théoriques (Neev & Yeatts, 1989; Pride, 1994; Pride & Haartsen, 1997) prédisant des applications de ces effets pour la caractérisation de fluides dans le sous-sol a suscité un engouement nouveau pour ces phénomènes. Avant 1940, la littérature est dominée par une série d'articles et de brevets déposés par l'industrie pétrolière. Les expérimentations conduites par Blau & Statham (1936) et par Thompson (1936) ont consisté à enregistrer les modulations induites par le passage des ondes sismiques d'un courant continu injecté dans le sous-sol grâce à deux électrodes. Ces auteurs ont suggéré que les déformations élastiques causées par le signal sismique sont à l'origine de variations de résistivité électrique expliquant les modulations de courant. Thompson (1939) montre notamment que ces effets ne sont pas la conséquence de variations de résistance de contact sol-électrodes dues aux vibrations sismiques. Tous ces travaux ont laissé entrevoir une nouvelle façon de détecter les vibrations sismiques à l'aide d'électrodes. Belluigi (1937) observe que le signal électrique détecté dépend des conditions de surface en notant une diminution d'amplitude lorsque la salinité de l'eau de surface augmente. Dans la littérature ancienne, on retrouve ces effets sous le nom "d'effet J" ou de "type 1".

Durant ces mêmes années, Ivanov (1940, 1950) découvre un autre phénomène sismo-électrique ("effet E", ou de "type 2"). Dans ses expériences, Ivanov mesure simplement le champ électrique généré par des ondes sismiques, sans application de courant externe dans le sol, et démontre l'existence d'un signal électrique précédant le signal sismique sur les électrodes. Il observe que des effets électrochimiques et la présence de fluide dans l'espace poreux sont essentiels pour la génération de ce phénomène, et suppose ainsi que cet effet peut être causé par des phénomènes d'électrofiltration dans les sols humides. À partir de ces travaux, Frenkel (1944) établit une formulation mathématique de cette hypothèse basée sur la théorie d'Helmholtz et Smoluchovski concernant les potentiels d'électrofiltration, et tente de calculer le potentiel électrique induit par les ondes sismiques en estimant la valeur du mouvement relatif fluide/solide.

Les expériences très convaincantes effectuées par Martner & Sparks (1959) sont les premières à démontrer sur le terrain les conversions d'énergie sismique en énergie électromagnétique en pro-

fondeur (figure 1.1). Ces auteurs ont utilisé des électrodes pour mesurer les champs électriques générés au toit d'une nappe phréatique ou à la base de la zone altérée par des explosions localisées à différentes profondeurs. Leur résultats montrent l'apparition systématique d'une tension électrique générée à la profondeur du toit de la nappe, ou à la base de la zone altérée, qui se manifeste comme un précurseur du signal sismique.

Beaucoup d'efforts ont été entrepris pour trouver des applications des couplages sismo-électriques pour l'exploration d'hydrocarbures, en utilisant des antennes électriques comme des géophones électromagnétiques. Les travaux de Broding *et al.* (1963) ont été dirigés dans ce sens. Ils observent que les antennes électriques ne sont pas aussi sensibles que des géophones, et ne recommandent guère l'emploi d'antennes électriques pour enregistrer les mouvements du sol. En fait, ces auteurs font l'amalgame entre les effets "J" et les effets "E", et n'essayent pas d'utiliser la sensibilité des antennes à des paramètres du milieu poreux dans un but de caractérisation.

Du côté de l'ancienne Union Soviétique, Parkhomenko & Gaskarov (1971) et Gaskarov & Parkhomenko (1974) ont montré, en mesurant les potentiels électriques induits localement par le passage d'ondes sismiques dans des puits de forage, que la réponse sismo-électrique de type J était plus forte dans des calcaires que dans des argiles. Ils ont trouvé également une augmentation de l'amplitude du potentiel électrique en fonction de la saturation.

Les expériences de grande ampleur effectuées par Thompson & Gist (1993) représentent sans doute la contribution la plus importante à l'étude des phénomènes sismo-électriques de manière expérimentale. En utilisant un grand nombre de sources sismiques et le principe de sommation en couverture multiple, appliqué à la fois à des données de sismique réflexion et à des signaux électriques dupliquant les enregistrements sismiques, et après de nombreux traitements des composantes électriques, Thompson & Gist (1993) ont tenté de corréler les images sismiques et sismo-électriques en les comparant également à des diagraphies gamma-ray jusqu'à 300 mètres de profondeur (voir figure 1.2). Ainsi, certains signaux électriques sont bien corrélés avec des réflexions sismiques, alors que d'autres ne présentent aucune corrélation avec des contrastes d'impédance acoustique. L'explication avancée est que les signaux électriques détectés sont générés par le passage d'une onde sismique à travers une interface séparant deux milieux présentant soit des contrastes mécaniques (bonne corrélation avec la sismique), soit des contrastes électriques (absence de corrélation avec la sismique). En outre, leurs observations ont été complétées par une approche théorique dont l'hypothèse principale est l'origine électrocinétique du couplage entre les signaux sismiques et électromagnétiques. Ceci leur a permis de discuter des propriétés de ces couplages, et de donner des critères d'identification des perturbations électromagnétiques générées par le passage d'ondes sismiques à travers une interface, à savoir:

- i) les perturbations électromagnétiques arrivent sur l'ensemble des antennes électriques au même instant,
- ii) elles atteignent la surface à la moitié du temps requis pour les arrivées sismiques,



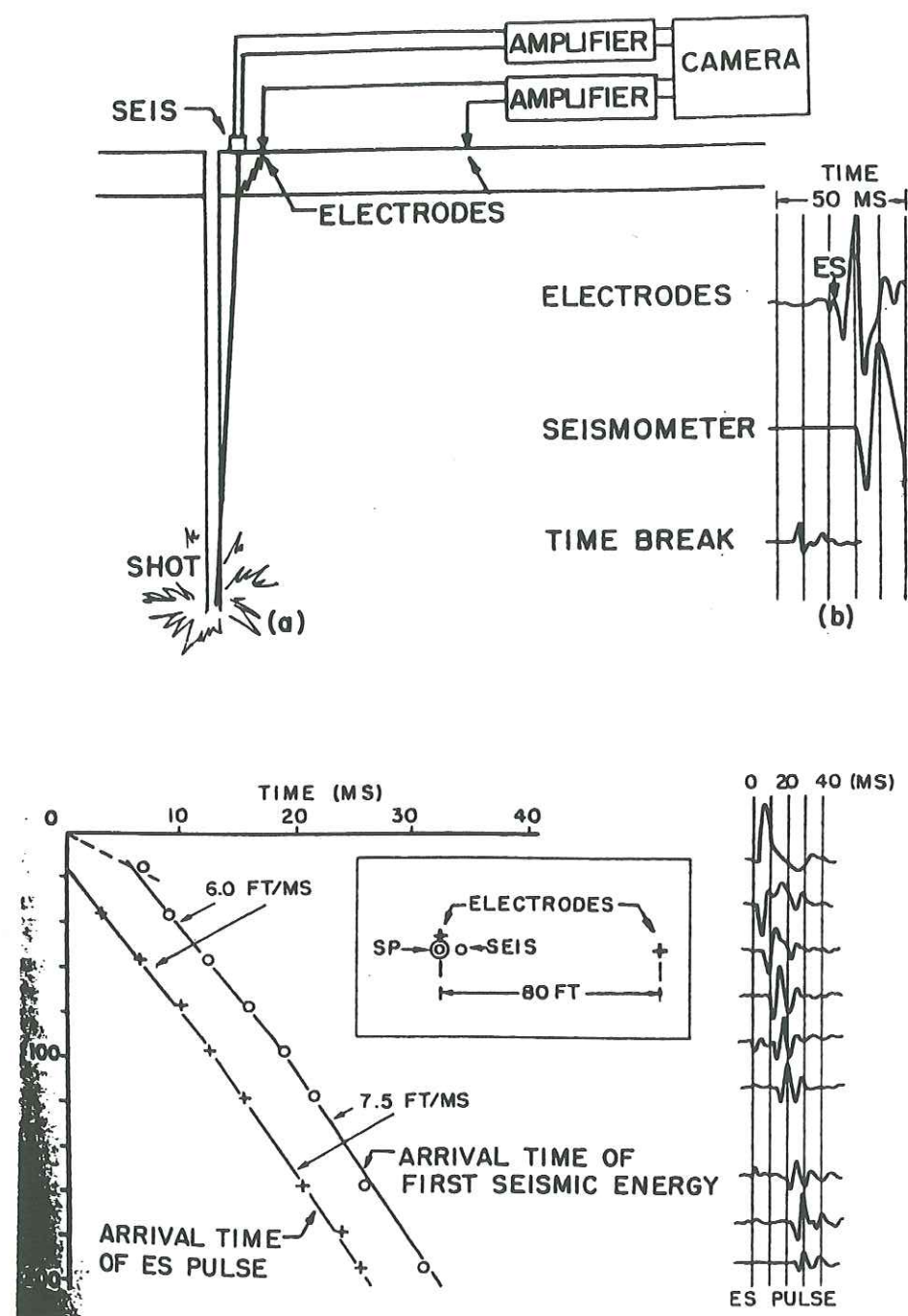


FIG. 1.1 – Expériences effectuées par Martner & Sparks (1959). La figure en haut de page montre le dispositif d'acquisition utilisé (a), et le signal électrosismique enregistré (b). La figure de bas montre les temps d'arrivée du signal électrosismique et du signal sismique en fonction de la profondeur de l'explosion.

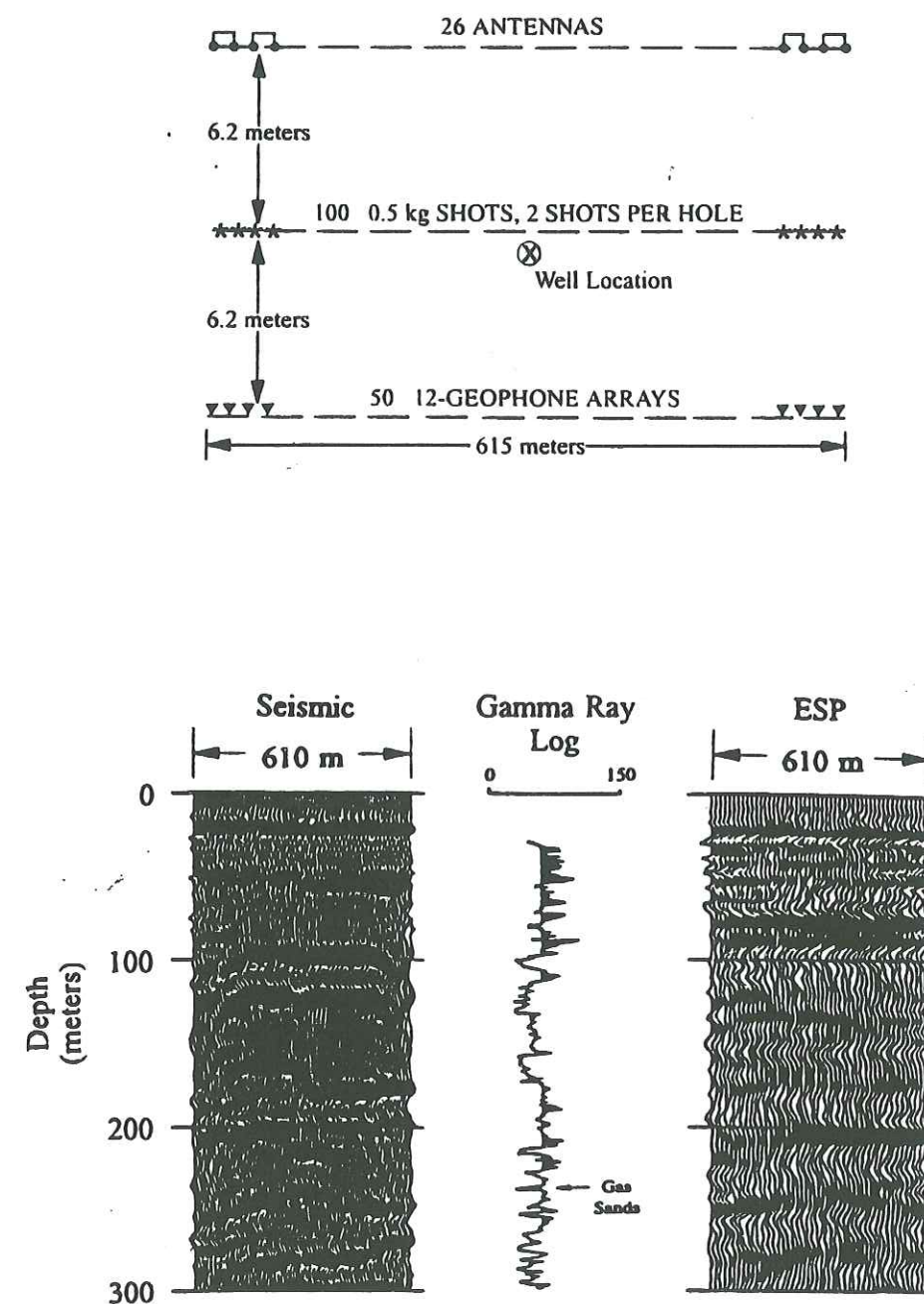


FIG. 1.2 – Expériences effectuées par Thompson & Gist (1993). La figure du haut montre le schéma du dispositif utilisé pour mettre en évidence les conversions d'énergie sismique en énergie électromagnétique. En bas sont représentées les sections finales sismiques et sismo-électriques en fonction de la profondeur, comparées à des mesures de diagraphe par gamma-ray.



iii) elles présentent une inversion de polarité de part et d'autre de la source sismique.

Plus récemment, Butler *et al.* (1996) ont mesuré la réponse sismo-électrique d'une interface sédimentaire, et pensent avoir réussi à la cartographier grâce aux signaux électriques détectés (voir figure 1.3). En suivant le même type d'expérimentation, Mikhailov *et al.* (1997) présentent des exemples de phénomènes électrosismiques enregistrés sur le terrain, et qui sont confrontés à des simulations numériques. En l'occurrence, les conversions sismo-électriques sont attribuées à l'interface entre le sol végétal et des dépôts glaciaires proches de la surface (voir figure 1.3). Dans ces deux études, malheureusement, les configurations source-récepteurs utilisées ne permettent pas d'identifier des inversions de polarité de part et d'autre de la source des signaux convertis en profondeur, ce qui constituait l'un des critères énoncés par Thompson & Gist (1993) pour distinguer ces signaux des bruits électromagnétiques arrivant à tous les récepteurs au même instant.

D'un point de vue plus commercial, une technique de sondage utilisant des signaux sismo-électriques a été développée récemment pour l'hydrologie par la société Groundflow Ltd en Angleterre. Cette technique a, semble-t-il, été utilisée avec succès pour la recherche d'eau, principalement en Afrique (Millar, 1995). Cependant, les fondements théoriques de cette méthode de prospection, qui n'utilise que deux dipôles électriques situés de part et d'autre d'une source sismique en surface, n'ont pas encore été dévoilés.

En résumé, deux effets sismo-électriques résultant de couplages électrocinétiques ont été plus ou moins bien mis en évidence: un champ électrique qui accompagne les ondes sismiques, et des perturbations électromagnétiques générées en profondeur par le passage d'ondes sismiques à travers des interfaces. Sur la base de ces résultats, nous avons adopté une double démarche expérimentale. Tout d'abord, nous avons concentré nos efforts sur l'enregistrement des signaux électriques dominants qui accompagnent l'onde sismique, en les comparant avec les signaux sismiques enregistrés au même endroit, pour vérifier si les amplitudes observées sont cohérentes avec la théorie électrocinétique. Dans un deuxième temps, nous avons essayé de détecter des conversions d'énergie sismique en énergie électromagnétique à une interface en profondeur.

### 1.3 Enregistrement et traitement des données

Les principaux signaux électriques susceptibles d'être enregistrés sur le terrain sont, par ordre d'importance:

1) du bruit d'origine humaine, arrivant sur l'ensemble des récepteurs au même instant, présentant une fréquence dominante de 50 Hz et ses harmoniques, et possédant pratiquement la même forme d'onde.

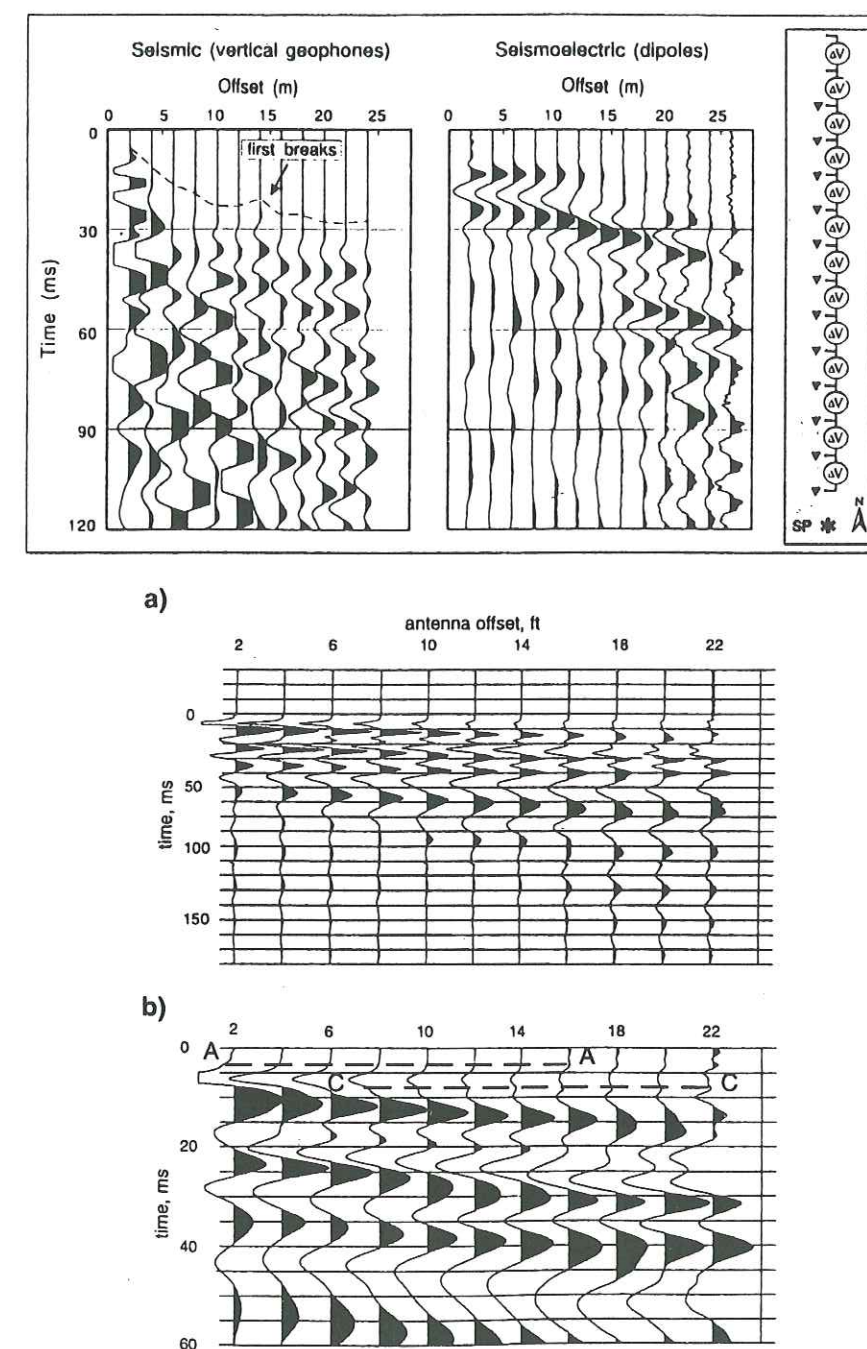


FIG. 1.3 - La figure du haut montre la réponse sismo-électrique d'une interface sédimentaire obtenue par Butler *et al.* (1996). La figure du bas montre les données électrosismiques collectées par Mikhailov *et al.* (1997) dans lesquelles ces auteurs identifient une conversion sismo-électrique à une interface entre le sol végétal et des dépôts glaciaires (événement A-A.).



- 2) un champ électrique accompagnant les ondes sismiques, véritable signature des ondes sismiques.
- 3) des perturbations électromagnétiques générées en profondeur par le passage des ondes sismiques, et vérifiant les trois critères énoncés par Thompson & Gist (1993) discutés précédemment.

La principale difficulté des enregistrements transitoires est le très fort niveau de bruit d'origine anthropique qui se manifeste par des signaux sinusoïdaux à 50 Hz (et ses harmoniques), de sorte qu'il a fallu développer des techniques spécifiques de traitement du signal pour éliminer ce bruit. Nous allons détailler dans ce paragraphe le matériel d'acquisition utilisé, ainsi que les techniques de traitement que nous avons testé et mis en oeuvre.

### 1.3.1 Instrumentation

Pour l'enregistrement des phénomènes sismo-électriques, nous avons utilisé le système d'acquisition sismique multitrace du laboratoire.

#### Enregistreur

Le maillon principal de la chaîne d'acquisition est un enregistreur *Geometrics Strataview* 24 traces dont les caractéristiques principales sont les suivantes:

- Architecture de PC compatible IBM.
- Convertisseur analogique/numérique 18 bits suivi par un amplificateur à virgule flottante donnant une résolution finale de 24 bits.
- Mode de réjection commune 90 dB.

Pas d'échantillonnage (ms)	Bande passante (Hz)	Dynamique théorique (dB)	Dynamique mesurée (dB)	Bruit RMS ( $\mu V$ )
2	2-150	138	113	0.23
1	2-300	135	111	0.30
0.5	2-600	132	107	0.5
0.25	2-1200	129	104	0.65
0.125	2-2400	126	102	0.86
0.0625	2-4800	123	99	1.15
0.03125	2-14000	120	94	2

TAB. 1.1 – Spécification de la dynamique de l'enregistreur *Geometrics Strataview*

- Une dynamique assez large (cf tableau 1.1).
- Alimentation électrique par une batterie 12 V.

#### Récepteurs

L'enregistrement des champs électriques a été effectué avec des antennes électriques constituées d'une paire d'électrodes plantées dans le sol. Contrairement aux techniques utilisées en magnétotellurie, la distance séparant les deux électrodes de chaque dipôle est plutôt petite dans nos applications pour mesurer finement le champ électrique généré par des perturbations sismiques. Cette distance constitue un compromis entre la minimisation du bruit d'origine électrochimique entre deux électrodes qui croît lorsque la distance entre les deux électrodes diminue, et le fait que l'on veut avoir une mesure locale du champ. Plusieurs tests, ainsi que l'expérience de plusieurs auteurs (Thompson & Gist, 1993), montrent qu'une distance d'un mètre constitue un compromis satisfaisant. D'autre part, Petiau & Dupis (1980) ont montré que le bruit électrochimique diminue lorsque la fréquence augmente, et que lorsque la fréquence est supérieure à 10 Hz, une simple barre de métal est aussi efficace qu'une électrode sophistiquée (électrodes électrochimiques).

Le second problème expérimental à considérer est de minimiser la résistance de contact d'une antenne. Holm & Holm (1967) ont montré que la résistance d'une antenne dépend fortement des électrodes qui la constitue, et non de la distance entre les deux électrodes. Par ailleurs, les performances d'une électrode peuvent être améliorées simplement par leur forme. En effet, l'emploi d'électrodes cylindriques est efficace car il réduit la résistance de contact. Dans ce cas, la surface est grande, ce qui minimise les échanges de densité de courant et, par conséquent, la densité de courant dans le volume entourant l'électrode est faible.

Dans nos expérimentations, nous avons construit des électrodes cylindriques en acier inoxydable de 50 cm de long dont la fonction de transfert mesurée présente un spectre plat dans la gamme des fréquences sismiques [1-100 Hz] (F. Perrier, LDG, communication personnelle). Ces électrodes sont habituellement enfouies à environ 45 cm dans le sol.

Pour comparer les enregistrements électriques avec les données sismiques, nous avons utilisé des géophones verticaux et horizontaux 14 Hz. Ce sont des géophones à bobine mobile qui transforment le mouvement du sol en une tension électrique proportionnelle à la vitesse des particules mises en mouvement. Leur réponse dépend de leurs caractéristiques techniques (fréquence de résonance, résistance de *shunt*). La connaissance de la sensibilité  $\Gamma$  du géophone:

$$\Gamma = \frac{A_{elec}}{A_{vit}}, \quad (1.1)$$

où  $A_{elec}$  représente l'amplitude du signal électrique fourni par le géophone, et  $A_{vit}$  l'amplitude de la vitesse de déplacement des particules permet de remonter aux vitesses.



### Sources sismiques

Nous avons testé plusieurs sources d'excitation sismique du sous-sol. Pour l'enregistrement des champs électriques accompagnant l'onde sismique, nous avons privilégié la sommation d'un grand nombre d'impacts produits par une chute de poids sur une plaque en aluminium. La sommation des impacts permet d'augmenter considérablement le signal électrique (en phase) par rapport au bruit électrique (dont la phase est aléatoire suivant le temps de l'impact). Par contre, nous nous sommes rendus compte que le mouvement de la masse dans le champ magnétique terrestre, et que l'impact sur la plaque produisent de très légères perturbations électromagnétiques, ce qui peut s'avérer gênant pour l'étude des ondes électromagnétiques générées en profondeur. Nous avons également utilisé des explosions de charge variable enfouie à environ 1 mètre de profondeur. Le système de déclenchement électrique des explosions peut également produire des perturbations.

#### 1.3.2 Traitement des données

Lors de nos expériences sur le terrain, nous nous sommes rapidement heurtés à un problème de taille, à savoir que les enregistrements réalisés dans la gamme des fréquences allant de 0 à quelques centaines de Hertz étaient fortement contaminés par des bruit électriques, qui après transformée de Fourier se sont avérés être des signaux d'origine anthropique. La figure 1.4a montre un exemple de signaux électriques détectés après sommation de 120 coups de masse, avec leur spectre moyen. On y voit la forte prédominance de la composante 50 Hz (cela serait 60 Hz en Amérique du Nord) et de ses harmoniques, en particulier impaires. Dans un premier temps, nous avons utilisé des filtres réjecteurs centrés sur les fréquences à supprimer, soit à l'acquisition, soit durant la phase de traitement. Cette façon de procéder a le désavantage de couper des fréquences utiles du signal, et de distordre ce dernier aux fréquences situées au voisinage immédiat du filtre.

Nous avons alors tenté d'utiliser des antennes de référence qui enregistrent la phase et l'amplitude du bruit ambiant en temps réel, mais de manière déportée par rapport au profil source-récepteurs pour ne pas avoir de contribution électrique des champs d'ondes sismiques. L'idée était d'estimer le bruit, pour le soustraire ensuite de chaque antenne du profil, de manière adaptée. Cette technique s'est avérée décevante, car le bruit lié aux activités humaines varie de manière significative, à la fois dans le temps et dans l'espace.

La non-stationarité du bruit impose que celui-ci doit être estimé à partir des enregistrements eux-mêmes. Dans cette philosophie, Butler *et al.* (1993) proposent deux techniques de soustraction des bruits harmoniques associés aux lignes à haute tension.

Considérons le signal enregistré  $r(t)$  comme étant la somme du signal sismo-électrique  $s(t)$ , d'un

bruit harmonique lié aux lignes à haute tension  $p(t)$ , et du bruit non-harmonique transitoire  $e(t)$ :

$$r(t) = s(t) + p(t) + e(t). \quad (1.2)$$

Une première méthode de soustraction par blocs suppose que le bruit harmonique  $p(t)$  est périodique de période  $f_0$ . On considère un intervalle de  $r(t)$  où le signal sismo-électrique est petit par rapport au bruit (on peut par exemple enregistrer le bruit juste avant le déclenchement dû à l'impact), que l'on va ensuite décaler d'un nombre entier de périodes  $f_0$ , puis que l'on va retrancher à un second intervalle de  $r(t)$  contenant des informations utiles. Cette méthode est efficace pour atténuer fortement le bruit dû aux lignes à haute tension (de période fondamentale 50 Hz), mais risque d'ajouter le bruit non-périodique  $e(t)$  du premier intervalle dans le deuxième intervalle utile.

La seconde méthode, proposée par Butler *et al.* (1993), est une soustraction sinusoïdale qui estime directement sur la longueur de l'enregistrement  $r(t)$  la contribution en phase et en amplitude de chaque harmonique constituant  $p(t)$ , et la soustrait des enregistrements. En pratique, le problème revient à estimer l'amplitude et la phase de l'harmonique  $n$  présent dans l'enregistrement. Le bruit harmonique peut s'écrire

$$p(t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\omega_0 t) + b_k \sin(k\omega_0 t) \quad (1.3)$$

où  $\omega_0 = 2\pi f_0$  est la pulsation fondamentale.

L'objectif est d'estimer les coefficients  $a_n$  et  $b_n$  pour qu'une sinusoïde de fréquence  $n f_0$  s'ajuste au mieux sur la durée  $\tau$  de l'enregistrement au sens des moindres carrés, c'est à dire que l'intégrale

$$\theta_n = \int_0^{\tau} [r(t) - a_n \cos(n\omega_0 t) - b_n \sin(n\omega_0 t)]^2 dt \quad (1.4)$$

doit être minimale.

Ceci entraîne que:

$$a_n = \beta \int_0^{\tau} r(t) [\alpha_3 \cos(n\omega_0 t) - \alpha_2 \sin(n\omega_0 t)] dt, \quad (1.5)$$

$$b_n = \beta \int_0^{\tau} r(t) [\alpha_1 \sin(n\omega_0 t) - \alpha_2 \cos(n\omega_0 t)] dt, \quad (1.6)$$

avec

$$\alpha_1 = \frac{\tau}{2} + \frac{\sin(2n\omega_0 \tau)}{4n\omega_0}, \quad (1.7)$$



$$\alpha_2 = \frac{1 - \cos(2n\omega_0\tau)}{4n\omega_0}, \quad (1.8)$$

$$\alpha_3 = \frac{\tau}{2} - \frac{\sin(2n\omega_0\tau)}{4n\omega_0}, \quad (1.9)$$

$$\beta = 1/(\alpha_1\alpha_3 - \alpha_2^2). \quad (1.10)$$

Ces deux techniques de soustraction sont capables d'atténuer efficacement les harmoniques d'ordre supérieur de la fréquence fondamentale sans distordre le signal qui nous intéresse. La technique de soustraction par blocs est la plus simple et la plus rapide, parce que le bruit harmonique est simplement "lu" sur les enregistrements, au lieu d'être estimé par le calcul. Néanmoins, la présence de bruit non-harmonique dans l'enregistrement peut poser problème. La technique d'estimation du bruit par une sinusoïde, puis sa soustraction, est plus difficile à mettre en oeuvre, mais se révèle plus robuste, et n'ajoute pas de bruit non-harmonique à l'enregistrement. C'est cette technique que nous avons choisie d'appliquer.

Pour cela, quelques tests ont montré que l'on pouvait supposer que la fréquence fondamentale présente une valeur stable (elle varie rarement au-delà de 0.03 Hz autour de 50 Hz). L'estimation du bruit harmonique a toujours été effectuée en prenant en compte la durée totale de l'enregistrement, à savoir, dans la plupart des cas, sur 1024 ms, incluant une avance sur déclenchement de 512 ms. Néanmoins, il aurait été possible d'estimer également la fréquence optimale du bruit harmonique (Hancke, 1990). Cette technique n'améliore qu'assez peu le rapport signal sur bruit final, mais se révèle par contre très coûteuse en temps et en mémoire d'ordinateur, car pour obtenir la précision désirée, il faut sur-échantillonner considérablement les signaux dans le domaine des fréquences.

La figure 1.4b montre les signaux électriques obtenus pour une addition de 120 coups de masse sur une plaque en aluminium après filtrage par la méthode d'estimation et de soustraction du bruit harmonique sur toute la durée de l'enregistrement. On observe la très bonne efficacité du filtre pour la fréquence fondamentale. Par contre, l'efficacité est moins bonne à plus haute fréquence. Les résidus de bruit des harmoniques supérieurs peuvent être expliqués par la non-stationarité de la phase et de l'amplitude de ces harmoniques sur la durée de l'enregistrement.

La figure 1.5 détaille pour une trace située à 5 mètres d'une source sismique constituée d'un impact sur une plaque en aluminium le traitement des signaux effectué. Sur cette figure, la trace (a) représente le signal électrique brut, la trace (b) est l'estimation de 20 harmoniques dans le domaine temporel de la fréquence fondamentale (50 Hz) obtenu par moindre carrés. La trace (c) représente le résultat de la soustraction de cette estimation sur le signal électrique brut. Enfin,

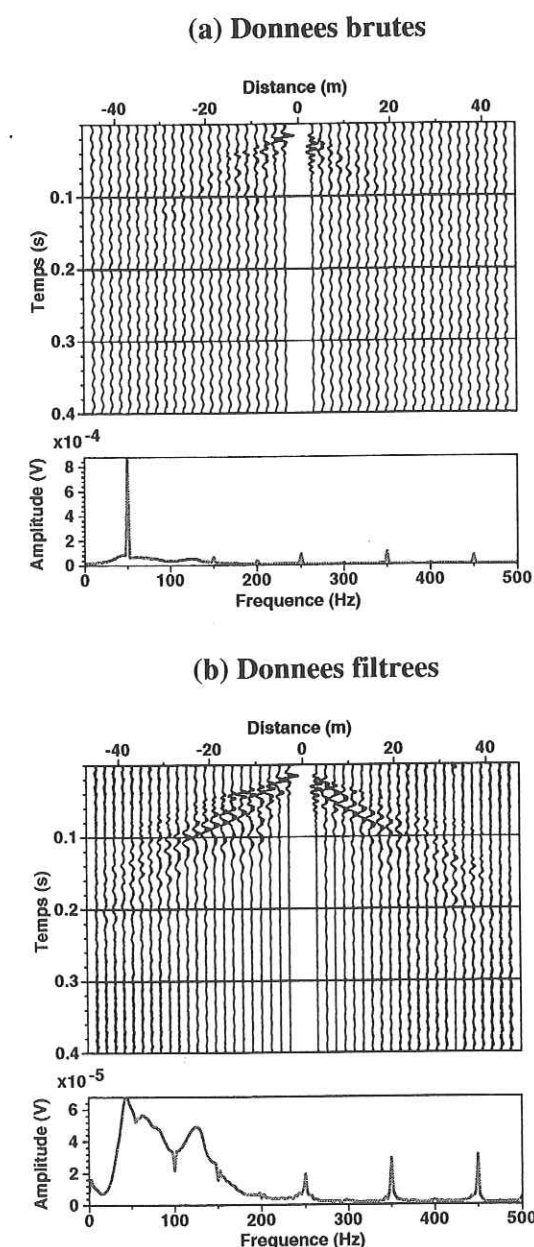


FIG. 1.4 - Champs électriques enregistrés après sommation de 120 coups de masse sur une plaque en aluminium. (a) données brutes. (b) données filtrées par la méthode de soustraction sinusoïdale.



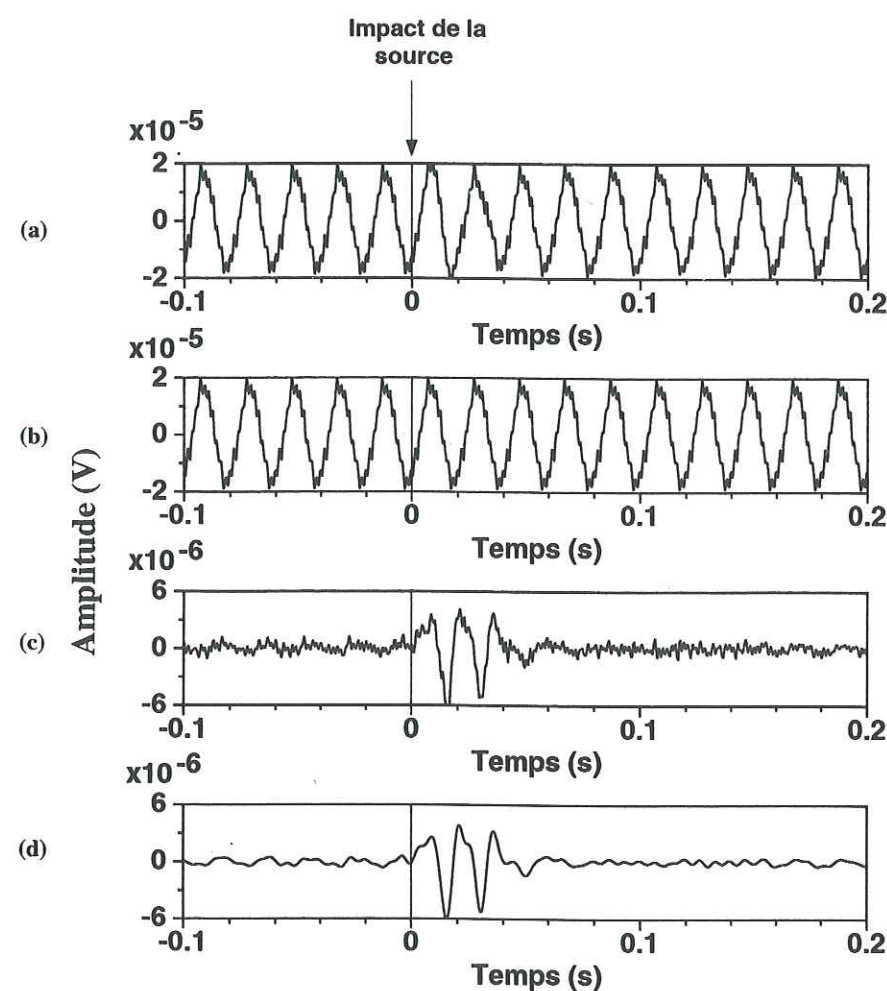


FIG. 1.5 – Traitement d'un signal électrique généré par l'impact d'une masse sur une plaque en aluminium. Le signal brut est présenté sur la trace (a). La section (b) montre l'estimation par moindres carrés de 20 harmoniques de la fréquence fondamentale dominant l'enregistrement. La trace (c) est le signal résultant de la soustraction entre les traces (a) et (b). La trace (d) est la sortie d'un filtre passe-bande [1-200 Hz] appliqué à la trace (c).

la trace (d) est obtenu en appliquant un filtre passe-bande de phase nulle sur la trace (c). Cet exemple montre l'efficacité d'un tel filtre. En effet, nous avons été capable d'accroître le rapport signal sur bruit de 0.18 à 9, ce qui donne un facteur de 50. Cependant, la non-stationnarité du champ électrique induit par les lignes à hautes tensions fait qu'il reste du bruit harmonique dans la trace filtrée.

## 1.4 Études expérimentales des conversions d'ondes sismo-électriques

### Seismo-electric wave conversions in porous media - I: Field measurements and transfer function analysis

Stéphane Garambois & Michel Dietrich

Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, Observatoire de Grenoble  
Centre National de la Recherche Scientifique and Université Joseph Fourier, Grenoble, France.

Article soumis à *Geophysics*

#### Résumé

Nous présentons une série d'expériences de terrain conçues pour enregistrer les champs électriques transitoires générés par l'excitation sismique de la subsurface. Nous avons effectué nos expériences en utilisant une série de dipôles électriques et de géophones verticaux et horizontaux connectés à un système d'acquisition sismique multitrace. Après atténuation du bruit lié aux lignes à haute tension par des filtres adaptés, l'ensemble des enregistrements sismo-électriques montrent des signaux électriques très similaires aux enregistrements sismiques classiques. Nous avons identifié des perturbations électromagnétiques précurseurs (EM) de faible amplitude présentant une inversion de polarité de part et d'autre de la source sismique, et dont la vitesse très forte est cohérente avec les valeurs attendues pour des ondes EM à basse fréquence dans des sols peu consolidés. Nous concentrant par la suite sur l'effet sismo-électrique dominant, nous montrons théoriquement que la composante horizontale du champ électrique  $E_x$  accompagnant les ondes sismiques de compression est approximativement proportionnelle à l'accélération horizontale des grains  $\ddot{u}_x$ . Nous montrons également que la composante transverse du champ magnétique se déplaçant avec les ondes de cisaillement est à peu près proportionnelle à la vitesse horizontale des grains  $\dot{u}_x$ . Ces relations sont vérifiées tant que les courants de déplacement sont inférieurs aux courants de conduction (régime diffusif), ce qui est généralement le cas dans la bande de fréquence utilisée en prospection sismique. De plus, les fonctions de transfert analytiques ainsi obtenues, indiquent que le champ électrique  $E_x$  est principalement sensible à la concentration en sel et à la constante diélectrique du fluide, tandis que le champ magnétique dépend surtout du module de cisaillement du squelette solide des grains, et de la viscosité et de la constante diélectrique des grains. Ces deux fonctions de transfert sont essentiellement indépendantes de la perméabilité du milieu. L'application de ces relations théoriques à nos données électriques



montre que les amplitudes mesurées de  $E_x$  sont cohérentes avec la théorie du couplage électrocinétique. Nos résultats suggèrent que l'enregistrement simultané des champs d'ondes sismiques, électriques et magnétiques peut être très utile pour la caractérisation des couches poreuses sur deux échelles d'investigation: à proximité des récepteurs et à plus grande profondeur.

### Abstract

We present a series of field experiments designed to record the transient electric fields generated by a seismic excitation of the subsurface. We performed our experiments with a set of electric dipoles and with vertical and horizontal geophones connected to a multichannel seismic acquisition system. After removal of the powerline noise by adaptive filtering, all seismo-electric recordings exhibited electric signals very similar to conventional seismic recordings. In one instance, we identified small-amplitude precursory electromagnetic (EM) disturbances showing a polarity reversal on either side of the shot point, and a very high moveout velocity consistent with the value expected for EM waves at low frequencies in an unconsolidated soil. Concentrating on the dominant seismo-electric effect, we theoretically show that the inline component of the electric field  $E_x$  accompanying the compressional waves is approximately proportional to the horizontal grain acceleration  $\ddot{u}_x$ . We also demonstrate that the crossline component of the magnetic field  $H_y$  moving along with shear waves is roughly proportional to the horizontal grain velocity  $\dot{u}_x$ . These relationships hold true as long as the displacement currents are much smaller than the conduction currents (diffusive regime), which is normally the case in the low frequency range used in seismic prospecting. Furthermore, the analytical transfer functions thus obtained indicate that the electric field  $E_x$  is mainly sensitive to the salt concentration and dielectric constant of the fluid, whereas the magnetic field principally depends on the shear modulus of the framework of grains, and on the fluid's viscosity and dielectric constant. Both transfer functions are essentially independent of the permeability. The application of these theoretical relationships to our electric field data shows that the observed amplitudes  $E_x$  are consistent with the electrokinetic coupling theory. Our results suggest that the simultaneous recording of seismic, electric and magnetic wavefields can be useful for the characterization of porous layers at two different levels of investigation: near the receivers and at greater depth.

#### 1.4.1 Introduction

Accumulation of field data and recent theoretical advances have both stimulated new interest in the study of electrokinetic coupling phenomena and their sensitivity to the microstructure, fluid contents and fluid chemistry of the subsurface. Martner and Sparks (1959), Broding *et al.* (1963), Long and Rivers (1975), and more recently, Thompson and Gist (1993), Dietrich *et al.*

(1996), Butler *et al.* (1996), Mikhailov *et al.* (1997, 1998) have recorded EM signals generated by the propagation of seismic waves in the shallow subsurface. A review of "electrokinetic" geophysics, including the historical background as well as recent multichannel sounding techniques, has been recently given by Beamish and Peart (1998). Our presentation does not include some other seismo-electric phenomena, such as piezoelectric effects in quartz veins, modulation of the resistivity of the earth by seismic stresses in the presence of uniform telluric currents, and radio-frequency impulsive responses in sulfides, which were discovered during the last decades and sometimes used as exploration methods (see, e.g., Russel *et al.*, 1997).

In a series of important contributions, Pride (1994), Pride and Haartsen (1996), and Haartsen and Pride (1997) have developed a complete theory based on the full set of Maxwell's equations to explain the coupling mechanism between seismic and EM disturbances. By improving the models proposed by Frenkel (1944), and by Neev and Yeatts (1989), they showed that electrokinetic coupling phenomena induced at the microscopic scale by the passage of seismic waves through fluid-saturated porous media are the most likely explanation of the conversions between seismic and electromagnetic energy observed at the macroscopic scale. The central concept underlying this theory is the electric double layer model defined at the pore level. When in contact with a fluid electrolyte, most minerals develop a chemically adsorbed surface charge which is electrically balanced by a diffuse layer of mobile counterions extending into the fluid phase. Because the counterions are free to move with the fluid, the coupling mechanism is explained by small relative fluid-solid motions and by "streaming" electric currents induced by seismic waves via fluid-pressure gradients and/or grain accelerations.

Most of the above-mentioned investigations of seismo-electric waves account for two different observations: on one hand, EM fields accompanying the body and surface waves during their propagation, with no extent outside of the wave pulses, and on the other hand, independently propagating EM disturbances generated by seismic waves at interfaces at depth. Although the former observation is, in terms of magnitude, the main contribution to seismo-electric recordings, the second effect has received much more attention because of its potential use for the detection and characterization of the fluids contained in porous layers *at depth*. One of the most convincing accounts of small-amplitude precursory EM signals was given by Martner and Sparks (1959), who measured, with a pair of electrodes, a "pulse generated by the seismic wave at some depth between the shot and the surface, and transmitted from that level at high speed, probably as an electromagnetic wave". In a very thorough study, Thompson and Gist (1993) employed specific data processing and common mid-point stacking techniques adapted to such EM waves to obtain a seismo-electric image of the subsurface at a depth of interest to petroleum exploration. It should be emphasized, however, that the detection of these events is considerably impeded by their weak amplitudes and by the ubiquitous powerline noise. These reasons, and the complexity of EM waves generation in highly heterogeneous media, suffice to explain the scarcity of observations.



As shown in the numerical simulations presented in Haartsen and Pride (1997), the dominant electrokinetic effect consists of electric and magnetic fields respectively traveling along with the compressional and shear wave components of the seismic wavetrain. Therefore, electric antennas deployed at the surface or within a borehole will record the electric field contained *inside* the compressional and surface waves, when these waves pass the antennas. Similarly, an array of magnetometers would record the magnetic field *internal* to the shear and surface waves, when these waves arrive at the magnetic sensors. This implies that the EM fields accompanying the seismic waves in porous media only contain information limited to the vicinity of the receivers. Nevertheless, this information could be useful in hydrological or environmental studies to characterize the near-surface layers in terms of their fluid contents, or to monitor the propagation of a contamination front at a very shallow depth. Recently, Mikhailov *et al.* (1998) have shown that borehole seismo-electric measurements can be used to estimate the interconnected porosity of the formation around the borehole, by using the electric fields locally induced by Stoneley waves.

The aim of this paper is twofold: we first present a series of field experiments performed with electric dipoles, vertical and horizontal geophones, which give additional evidence of the two seismo-electric effects mentioned above. The second objective is to investigate in more detail the seismo-electric and seismo-magnetic transfer functions corresponding to the dominant electrokinetic effect. We address this problem by deriving analytical relationships between the seismic amplitudes and waveforms, and their electric and magnetic counterparts. The resulting transfer functions allow us to directly determine the sensitivity of seismo-electric and seismo-magnetic measurements to the properties of the porous medium, and to check the consistency of the observed electric field amplitudes with the electrokinetic coupling theory. In a forthcoming publication (Part II, Garambois and Dietrich, 1999), we will extend this sensitivity study to the EM waves generated at depth, by using a full-waveform numerical simulation code of the coupled seismic and EM wave propagation in layered poro-elastic media.

#### 1.4.2 Field data recording and pre-processing

The field experiments were carried out with a 24-channel seismic acquisition system, standard geophone cables, and a series of electric field antennas deployed along a linear layout. Each antenna consisted of two 50 cm long stainless steel rods driven into the ground, usually with a 1 m spacing in the inline direction of the profile. The recorded signals therefore represent the longitudinal component of the electric field  $E_x$  at the surface. In most cases, the electric dipoles were deployed symmetrical relative to the source location in the middle of the profile, in order to facilitate the identification of the seismo-electric signals. The repetition of the measurements with 14 Hz vertical or horizontal geophones located at the center of the dipoles allowed us to make detailed comparisons between the electric field and seismic recordings. In our experiments,

the mechanical excitation of the medium was produced by sledgehammer blows on a base plate, or by chemical explosives.

The main obstacle of transient electric field measurements comes from the high levels of man-made background noise which, in Europe, essentially consists of 50 Hz noise and its odd harmonics. In order to reduce this undesirable noise, Dietrich *et al.* (1996) used a 2-pole, 2-zero autoregressive moving average (ARMA) notch filter designed to reject the 50, 150 and 200 Hz components inside the useful seismic frequency band. In this study, we employed the sinusoid subtraction technique described by Butler *et al.* (1993), which is capable of suppressing numerous frequencies without distorting or attenuating the signal of interest. This method uses a least-square fit to estimate the amplitude and phase of a stationary signal of a given peak frequency which dominates the data. The application of this noise suppression technique to our seismo-electric data resulted in dramatic improvements of the signal-to-noise ratio, in the order of 30 to 40 dB.

#### 1.4.3 Seismic to EM wave conversion at depth

##### Observations

We conducted a series of seismo-electric measurements in a water catchment area located along the Fier river, near Annecy (France). The stratigraphy of the site is marked by alluvial deposits with alternating layers of gravel, sand and clay, from the surface down to 150 meters depth. The depth of the water table at the time of the experiments was about 1.5 m.

Figure 1.6 displays the electric field data obtained from a 200 g dynamite shot at one meter depth. The data were recorded by 24 dipoles deployed on either side of the shot point, at distances ranging between 5 and 30 m from the source. The time section presented in Figure 1.6a shows the electric signals after removal of the powerline noise with the sinusoid subtraction technique. This section is dominated by Rayleigh surface waves, or more precisely, by the electric "signature" of these waves which are easily observed across the whole array of receivers. Electric signals associated with compressional head waves are also visible as first arrivals. The presence of these waves demonstrates, if necessary, that electric dipoles can act as geophones, with some waveform distortions and differences which will be investigated in detail in the section devoted to seismo-electric and seismo-magnetic transfer functions.

A careful inspection of the data also reveals a series of high frequency events that reach all antennas at approximately the same time, especially in the early part of the section. These arrivals are clearly visible in Figure 1.6b, after applying a zero-phase 160-600 Hz band-pass filter to the data displayed in Figure 1.6a. We can notice that all high-frequency arrivals exhibit a polarity reversal on either side of the shot point, and that their amplitudes do not strongly decrease as a function of time.



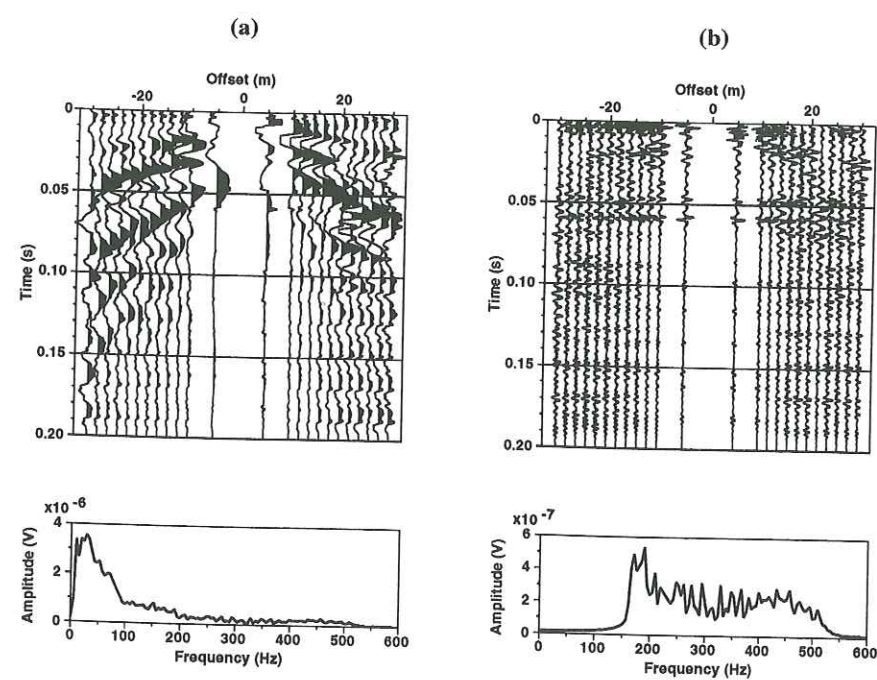


FIG. 1.6 – Seismo-electric data obtained by firing a 200 g dynamite shot. (a) Electric field data and mean amplitude spectrum after powerline noise suppression. (b) Filtered data and mean amplitude spectrum after applying a 160-600 Hz band-pass filter. The time sections are normalized trace by trace, with no AGC.

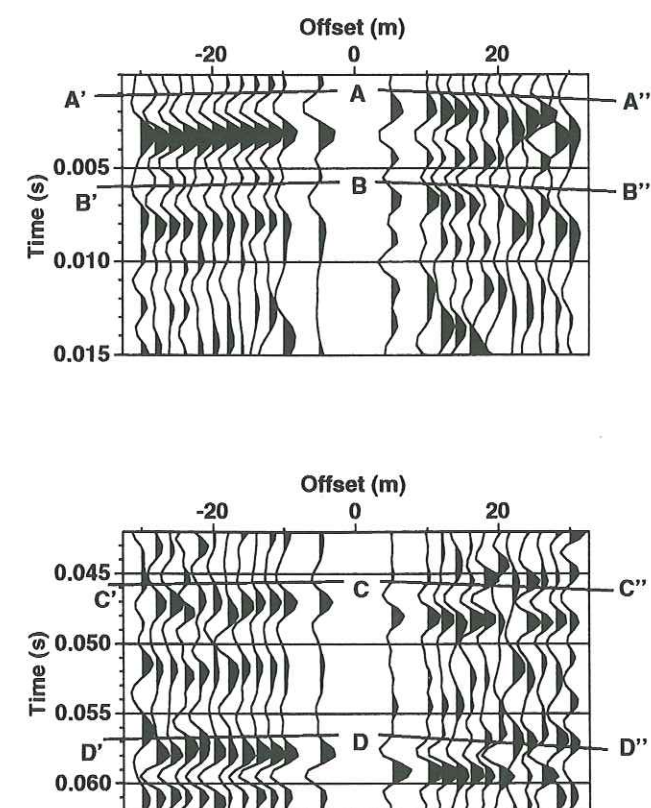


FIG. 1.7 – Enlarged views of the recorded electric field signals shown in 1.6b.



Figure 1.7 presents enlargements of the 0-15 ms and 43-63 ms time windows, showing four particular events labeled *A*, *B*, *C* and *D* arriving at 1 ms, 6 ms, 46 ms and 57 ms, respectively. In general, the signals appear more coherent in the negative offset range than in the positive offset range, but they all exhibit a very small moveout. The apparent velocity of 125 000 m/s of event *A* – *A* roughly corresponds to the velocity expected for an EM wave at low frequencies in an unconsolidated soil.

### Interpretation

In order to interpret the events identified in Figures 1.6 and fig:fig2, we have plotted in Figure 1.8a the absolute amplitude of arrivals *A*, *C* and *D* as a function of source-receiver offset. We observe that the amplitude curves are very similar for the three events, in the sense that they appear rather symmetrical relative to the shot point, with two peaks at positive and negative offsets of about 5 m. We can also notice that the amplitudes are rapidly decreasing for source-antenna offsets greater than 10 m, and that the maximum amplitudes do not monotonically decrease with time, since arrival *D* has a larger maximum amplitude than event *C*.

The most likely explanation of the observed electric field signals is a conversion between seismic and EM waves at a very shallow interface, probably at the water table. Indeed, our observations entirely fulfill the kinematic and dynamic criteria which were stated by Thompson and Gist (1993) to distinguish these waves from background noise, namely: the waves converted at a plane horizontal interface originate from the first Fresnel zone centered directly beneath the shot point, they reach all surface antennas at virtually the same time, and change sign on opposite sides of the shot point. The first two criteria simply result from the huge velocity contrast between the incident seismic wave ( $\approx 1500$  m/s), and the reflected low-frequency EM wave ( $\approx 200\,000$  m/s) in superficial layers. The third criterion derives from the fact that the time-varying charge separation that occurs when a seismic wave is traversing an interface can be represented by an electric multipole. However, Thompson and Gist (1993) pointed out that the first Fresnel zone corresponding to a seismic-to-EM wave conversion has a simple dipole symmetry, contrary to the following Fresnel zones whose influence is described by higher-order multipoles. Since the electric field falls off with distance  $r$  as  $1/r^3$  for a dipole, and as  $1/r^{3+c}$  for higher-order multipoles, where  $c$  is a positive integer, the major contribution to the seismo-electric reflection comes, as expected, from the first Fresnel zone. Consequently, the EM wave radiation of a plane horizontal interface excited by a seismic pulse can be represented to a good approximation by an ideal dipole radiator located right under the seismic source in an unbounded uniform medium (Thompson and Gist, 1993).

This dipole representation both explains the change of polarity of the seismo-electric converted waves on opposite sides of the shot point, and the "bell shape" of the longitudinal electric

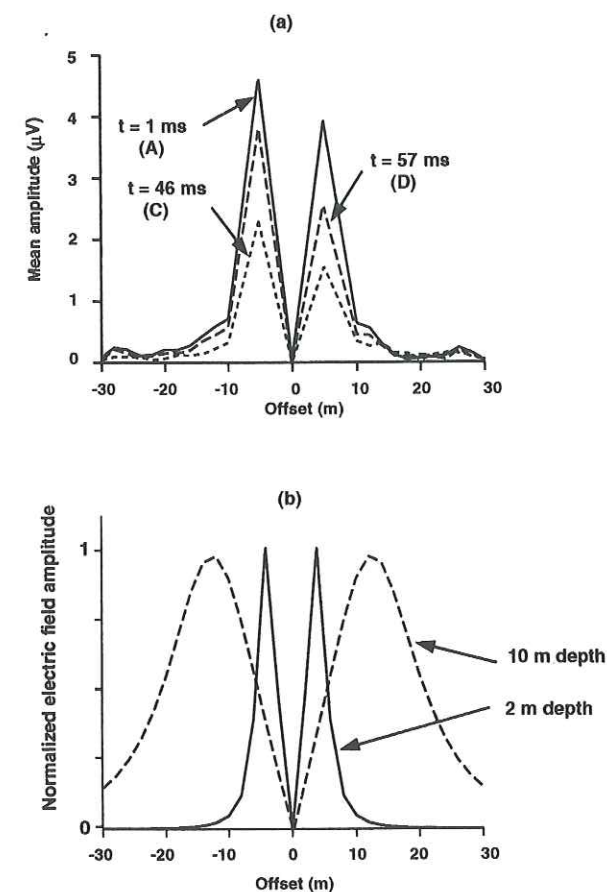


FIG. 1.8 – (a) Measured absolute amplitudes of events *A*, *C* and *D*, as a function of source-antenna offset. (b) Computed absolute amplitudes of the longitudinal electric field radiated by a distribution of elementary dipoles distributed over the first Fresnel zone corresponding to a seismic to EM wave reflection, as a function of source-antenna offset. The solid and dashed lines respectively correspond to interfaces at 2 m and 10 m depth.



field amplitude distribution as a function of source-receiver offset. It also implies that the amplitudes of the EM disturbances recorded at the surface will strongly vary with the depth and dip of the interface where such signals are created. As shown by Thompson and Gist (1993), the maximum amplitude of the horizontal electric field rapidly decreases when the depth of seismo-electric conversion increases. In this case, we also observe a broadening of the lobes of the amplitude curve, and a displacement of the position of maximum electric field towards the larger offsets. This amplitude behavior was confirmed by the numerical calculations performed by Haartsen and Pride (1997) using a full waveform modeling code. Alternatively, the amplitude-versus-offset variation of EM waves can also be computed by employing a heuristic approach based on the concept of Fresnel zones. For this, we calculated the dimensions of the first Fresnel zones corresponding to a seismic-to-EM wave conversion at two interfaces located at 2 m and 10 m depth. The Fresnel zones were determined for a coincident source-receiver (zero-offset) configuration, but it should be noted that the size and shape of seismo-electric Fresnel zones are almost independent of the source-receiver offset. We discretized the circular Fresnel zones with a regular arrangement of 10201 vertical electric dipoles representing the radiation of the conversion interfaces (Figure 1.8b), and we computed the inline electric field produced by that set of dipoles for the two interfaces (Figure 1.8c). This procedure is somewhat similar to the Kirchhoff summation of point diffractors in a planar array to model the acoustic or elastic specular reflection from a plane interface (Torey, 1970; Moinet and Dietrich, 1998).

It can be seen in Figure 1.8c that the shape of the electric field amplitude curve obtained for the interface at 2 m depth looks very similar to the observed amplitude distribution. The calculations also show that when the conversion occurs at a larger depth, the maximum amplitudes are moving away from the source location. Thus, our observations on seismo-electric wave amplitudes strongly suggest that the series of EM disturbances we recorded in the field were all generated at the *same* plane interface, very close to the surface, and not at different depths. The first arrival *A* is most probably due to a primary seismic-to-EM wave conversion at the water table. Considering that the near-surface velocity estimated from seismic refraction profiling is about 450 m/s around the shot location, and recalling that the shot was set off at 1 m depth, the *A* event recorded at 1 ms could indicate that the water table was located at 1.45 m depth the day we carried out the experiment. The *B*, *C* and *D* events are more difficult to interpret because of the lack of a detailed stratigraphic log at the exact location of the experiment. They may, however, be attributed to primary or multiple seismic reflections converted to EM waves when these waves hit the water table during their upward or downward propagation.

The properties and the sensitivity of the EM disturbances generated at an interface by the passage of seismic waves will be investigated in more detail with numerical modeling in a forthcoming publication (Part II, Garambois and Dietrich, 1999).

#### 1.4.4 Seismo-electric and seismo-magnetic transfer functions

In this section, we present field experiments and analytical developments to study the transfer function between the seismic (geophone) recordings and the corresponding electric field (antenna) recordings. The theoretical analysis concerning the transfer functions will also be extended to the magnetic field accompanying the shear waves in a fluid-saturated porous medium. The field experiments were carried out in a test site for hydrological studies located on an alluvial fill near La Côte Saint André (Isère, France).

Figure 1.9 displays seismic and electric field data recorded by an array of 44 receivers deployed with a constant trace spacing of 2 m, symmetrical relative to the source location. The electric field data (Figure 1.9b) were acquired by stacking 120 hammer blows, and were processed to remove the powerline noise with the sinusoid subtraction technique. A zero-phase 1-200 Hz band-pass filter was also applied to the data. The vertical and horizontal geophone recordings (Figures 1.9a and 1.9c respectively) were obtained by stacking only 20 hammer blows. In order to compare the seismic and electric field data, we applied the same 1-200 Hz band-pass filter to the seismic data.

Sections 4a, 4b, and 4c display a general good agreement between electric and seismic data. All sections exhibit high-frequency first arrivals followed by low-frequency dispersive surface (Rayleigh) waves. However, the Fourier spectra show that the electric data are better correlated with horizontal geophone recordings. The analysis of the transfer function between electric and seismic data is discussed in more details below.

#### Electrokinetic theory

The developments presented here are based on the governing equations proposed by Pride (1994), and on their cylindrical wave decomposition obtained by Pride and Haartsen (1996). Pride (1994) derived the macroscopic flux-forces relationships in the form:

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega)\mathbf{E} + L_m(\omega)(-\nabla p + i\omega\rho_f\dot{\mathbf{u}}_s) \quad (1.11)$$

$$\dot{\mathbf{w}} = \frac{k(\omega)}{\eta}(-\nabla p + i\omega\rho_f\dot{\mathbf{u}}_s) + L_e(\omega)\mathbf{E} \quad (1.12)$$

where  $\mathbf{J}$  is the total current consisting of the conduction current  $\sigma(\omega)\mathbf{E}$  and the streaming current  $L_m(\omega)(-\nabla p + i\omega\rho_f\dot{\mathbf{u}}_s)$ .  $\dot{\mathbf{w}}$  is the filtration velocity,  $\sigma(\omega)$  the conductivity of the material,  $\rho_f$  the fluid density saturating the pore space,  $\eta$  the fluid viscosity,  $k(\omega)$  the dynamic permeability and  $\omega$  the frequency.  $L_m(\omega)$  and  $L_e(\omega)$  respectively represent the electrokinetic and the electro-osmotic coupling coefficients, which verify the Onsager reciprocity relations  $L_m(\omega) = L_e(\omega)$ .



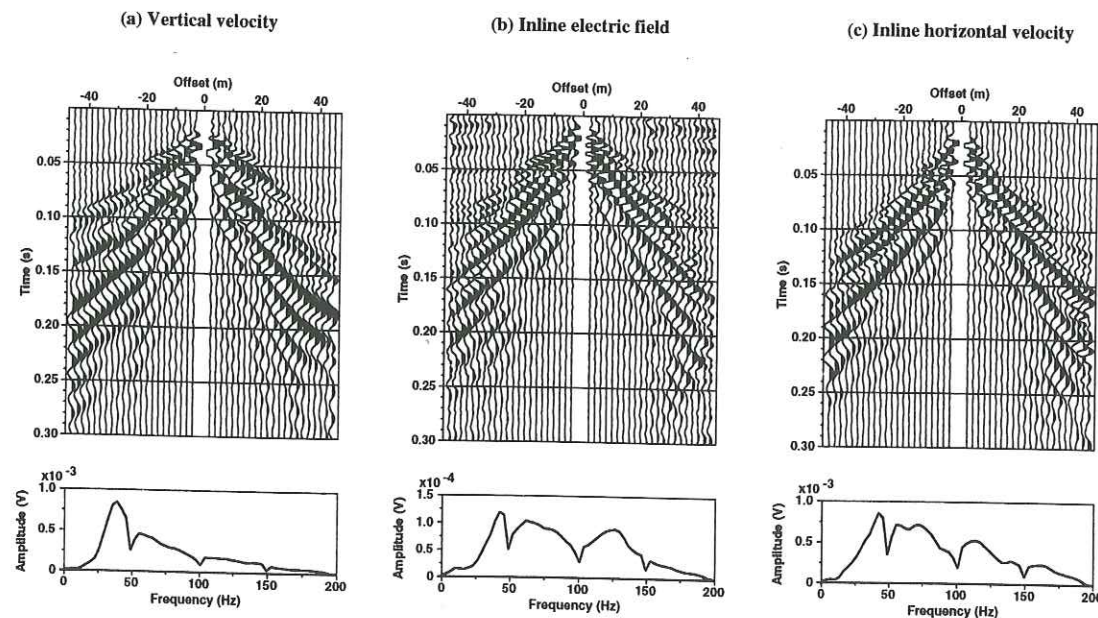


FIG. 1.9 – Seismic and electric field data recorded by an array of 44 receivers with a constant trace spacing of 2 m. Sections (a) and (c) respectively present the inline horizontal and vertical displacement velocities obtained by stacking 20 hammer blows in the middle of the profile, together with their mean amplitude spectra. Section (b) presents the inline electric field data and mean amplitude spectrum corresponding to 120 hammer blows in the center of the profile, after removal of the powerline noise. All time sections are normalized trace by trace.

The macroscopic forces that are generating  $\dot{\mathbf{w}}$  and  $\mathbf{J}$  are  $(-\nabla p + i\omega\rho_f\dot{\mathbf{u}}_s)$  and  $\mathbf{E}$ , where  $\dot{\mathbf{u}}_s$  is the grain velocity displacement vector,  $p$  the fluid pressure, and  $\mathbf{E}$  the electric field. The two transport equations 1.11 and 1.12 couple Biot and Maxwell macroscopic equations, which, when combined, lead to a set of equations that governs the coupled electromagnetics and acoustics of porous media.

Pride and Haartsen (1996) also derived the eigen response of an isotropic and homogeneous wholespace. Using their results, we can express the inline electric and crossline magnetic field amplitudes  $E_x$  and  $H_y$  as a function of the horizontal displacement  $u_x$ , and demonstrate that low frequency approximations of these relationships may be written in the form

$$E_x = \frac{\epsilon_0\kappa_f\zeta}{\eta\sigma_f}\rho_f\left(1 - \frac{\rho C}{\rho_f H}\right)\ddot{u}_x. \quad (1.13)$$

for the longitudinal fast P wave, and

$$H_y = \frac{\phi}{\alpha_\infty}\frac{\epsilon_0\kappa_f\zeta\rho_f}{\eta}\left(\frac{G_{fr}}{\rho}\right)^{1/2}\dot{u}_x. \quad (1.14)$$

for the transverse SV wave. The demonstration of the above formulas is given in the Appendix. In these expressions,  $\kappa_f$  and  $\sigma_f$  represent the fluid's dielectric constant and electric conductivity,  $G_{fr}$  is the shear modulus of the framework of grains,  $\phi$  the porosity,  $\rho$  the bulk density,  $\zeta$  the zeta potential, and  $\alpha_\infty$  the tortuosity. Analytic expressions of the  $C$  and  $H$  moduli were given by Pride *et al.* (1992). The main consequence of equation 1.13 is that the inline component of the electric field  $E_x$  accompanying the compressional waves is approximately proportional to horizontal grain acceleration  $\ddot{u}_x$  in the low frequency range. Similarly, equation 1.14 shows that the crossline component of the magnetic field moving along with shear waves is roughly proportional to the horizontal grain velocity  $\dot{u}_x$ .

Figure 1.10 displays comparisons between the exact and approximate expressions of the  $u_x/E_x$  and  $u_x/H_y$  ratios computed for a typical sand layer and various saturating fluids. The curves displayed in Figure 1.10 show that the approximations (3) and (4) are quite valid for frequencies up to 500 Hz. In practice, horizontal geophones should be used to study the transfer functions between the seismic and electric field recordings made with inline electric dipoles.

### Comparison between observations and theory

We computed the horizontal accelerations  $\ddot{u}_x$  by taking the time derivative of the horizontal velocity recordings.

Figure 1.11a is a comparison of the normalized  $E_x$  and  $\ddot{u}_x$  signals for the receivers located at offset  $-17\text{m}$ . This figure shows that the electric signal reaches the electric antennas slightly before the seismic signal arrives at the geophones. The time advance is constant all over the



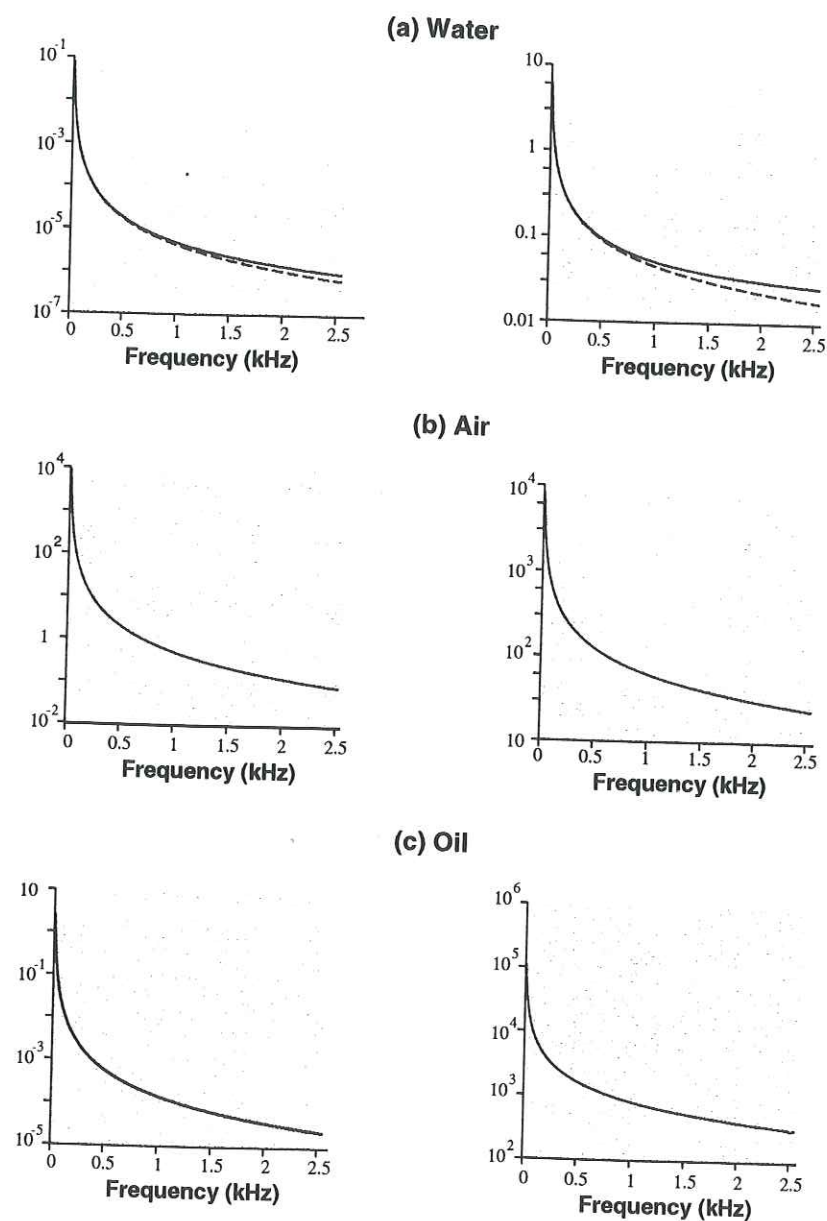


FIG. 1.10 – Numerical tests of the validity of the transfer functions  $\ddot{u}_x/E_x$  and  $\dot{u}_x/H_y$ . The panels display the exact (solid line) and approximate (dashed line) expressions of the  $u_x/E_x$  and  $u_x/H_y$  ratios as a function of frequency for a typical sand layer saturated with various fluids: (a) water, (b) air, (c) oil.

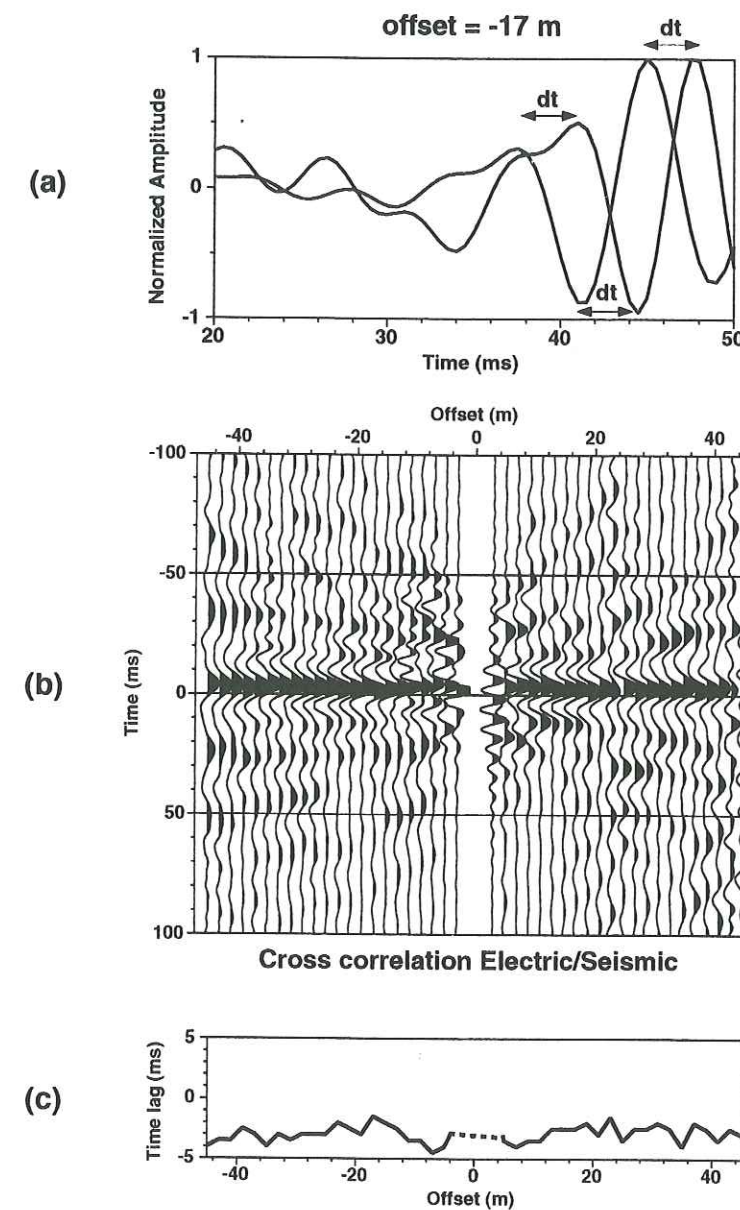


FIG. 1.11 – Detailed comparison between electric and seismic signals. (a) Time delay between the electric and seismic signals at offset  $-17\text{m}$ . (b) Cross-correlation between the electric and seismic sections. (c) Trace by trace time lag between the two sections.



Properties	$\phi$ (%)	$k_0$ (D)	$k_s$ (GPa)	$k_f$ (GPa)	$K_{fr}$ (GPa)	$G_{fr}$ (GPa)	$\kappa_f$	$\alpha_\infty$
Top soil	0.3	10	0.65	2.2	0.12	0.14	80	3

TAB. 1.2 – Properties of the top soil porous medium used in the numerical application.

section, and has an estimated average value  $\delta t = 3$  ms which can be explained by the fact that the geophones were located in the middle of the dipoles and not close to the electrode nearest to the shot location.

Figure 1.12 displays detailed comparisons between the electric signals (solid lines) and the corresponding accelerations (dashed lines), for 8 traces located at offsets -37, -21, -19, -17, 7, 13, 29, and 37 m. This figure seems to confirm our theoretical relationship (3) based on the electrokinetic theory developed by Pride and Haartsen (1996), which states that the seismically induced electric signal should be proportional to the horizontal grain acceleration. However, a careful analysis of the results displayed in Figure 1.12 shows that electric signals are not sensitive to every high frequency arrival that horizontal geophones record. This is likely due to the fact that electric antennas are not sensitive to transverse waves.

In order to verify if electric data are consistent with the electrokinetic theory in terms of amplitude, we separated the body and the surface waves in the time domain, and we compared the electric signal amplitudes for both modes to the horizontal acceleration amplitude.

Figure 1.13 presents the  $\ddot{u}_x$  to  $E_x$  amplitude ratio as a function of offset for both body waves (1.13a) and surface waves (1.13b). The amplitudes of the horizontal acceleration were determined by dividing the output voltage of our 14 Hz geophones by the geophone transduction constant. The computed amplitude ratios strongly vary as a function of receiver location, and presents small differences depending on the wave mode. By neglecting near offset antennas, the amplitude ratio corresponding to body waves varies between 171 and 717, with an average value of 346. We checked these results with a numerical application of equation 1.13 by using typical values for an unconsolidated soil saturated with fresh water (1.2).

To determine the value of the zeta potential, we used the expression derived from experimental measurements by Pride and Morgan (1991), and expressed as  $\zeta(V) = 0.008 + 0.026 \log_{10}(C)$ , where  $C$  is the salt concentration of the electrolyte. Numerical estimations of the  $P_f$  velocity,  $H$  and  $C$  parameters, fluid conductivity, and  $\ddot{u}_x/E_x$  are detailed in 1.3.

As displayed in 1.3, the  $\ddot{u}_x/E_x$  ratio derived from the numerical application of the electrokinetic theory is consistent with the mean amplitude ratio obtained from experimental measurements. 1.3.2 also shows that a small change in salt concentration can explain the differences of the amplitude ratio observed in Figure 1.13. An increase of salt concentration will increase the  $\ddot{u}_x$  to  $E_x$  ratio. This fact can be explained physically. Both the width and the excess-charge

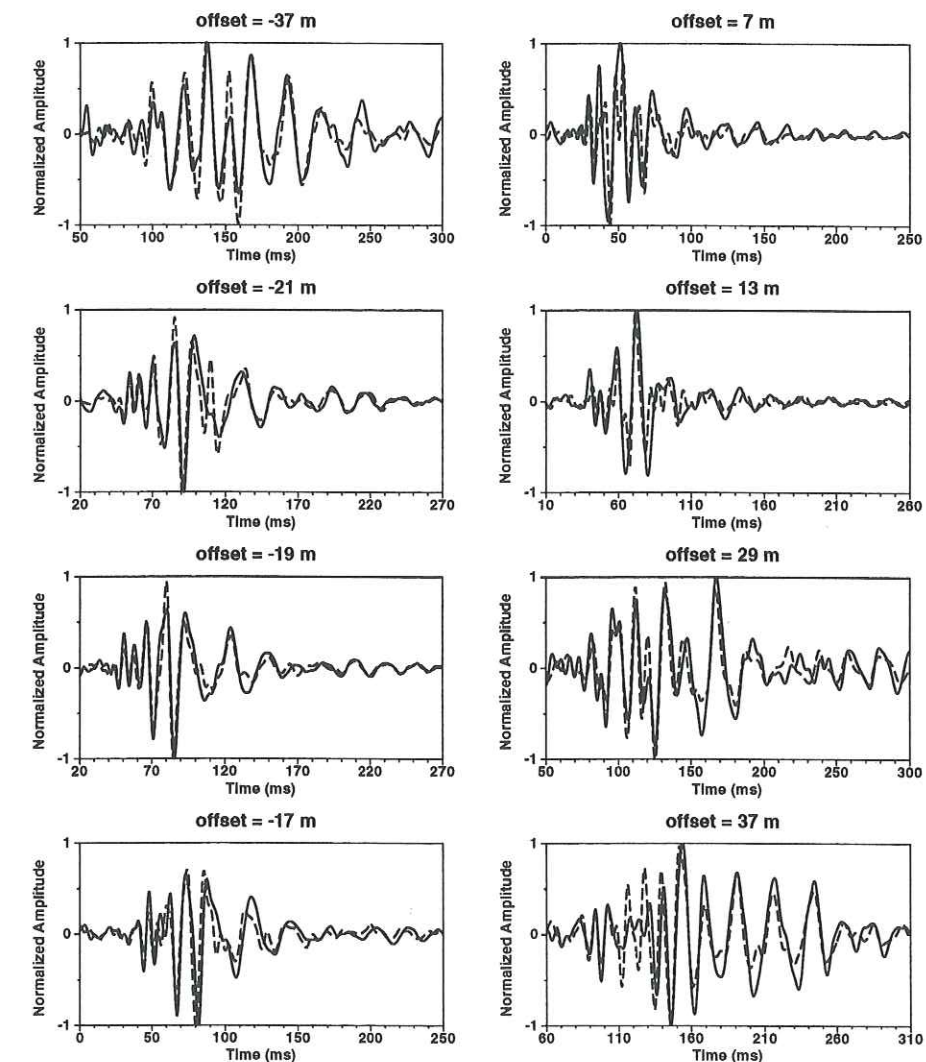


FIG. 1.12 – Comparison between the normalized electric field signals obtained by a stack of 200 hammer blows (solid lines) and the normalized horizontal accelerations produced by a stack of 20 hammer blows (dashed lines) at various offsets along the profile. The signals were superposed after applying a 3 ms time delay to the electric field data.



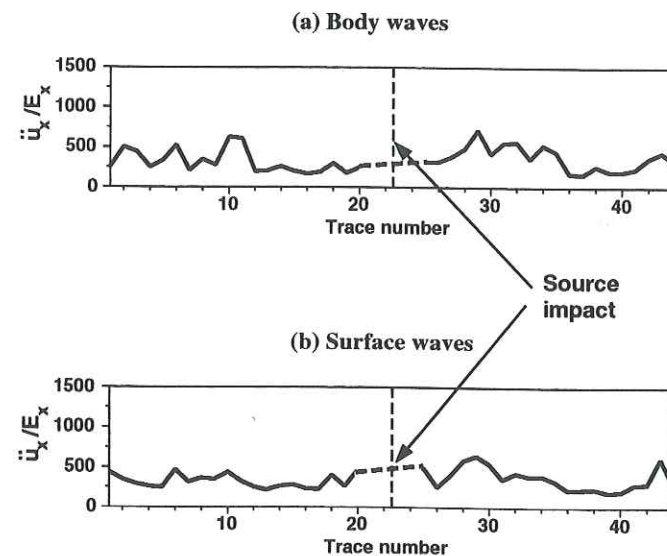


FIG. 1.13 – Mean amplitude ratio of the particle motion acceleration to the recorded electric field as a function of source-receiver offset. (a) Body waves. (b) Surface waves

Theoretical values	$v_{Pf}$ (m/s)	H (GPa)	C (GPa)	$\sigma_f$ (S.m)	$\ddot{u}_x/E_x$
$C = 7.76 \times 10^{-4}$ mol/l	694.4	1.02	0.88	$7.2 \times 10^{-3}$	171
$C = 1.425 \times 10^{-3}$ mol/l	694.4	1.02	0.88	$1.13 \times 10^{-2}$	346
$C = 2.645 \times 10^{-3}$ mol/l	694.4	1.02	0.88	$2.45 \times 10^{-2}$	717

TAB. 1.3 – Numerical applications for different salt concentrations.

of the diffuse double layer decrease with increasing salinity while the conductivity increases. The amplitude of the streaming current decreases whereas the amplitude of conduction current increases, leading to a decrease of electric field amplitude. In our test site, the salt concentration differences could be explained by an inhomogeneous spreading of chemical pollutants, such as nitrates coming from agricultural fertilizers. The strong dependence of this amplitude ratio on the physical properties of the fluid implies that the  $\ddot{u}_x/E_x$  ratio can be used as an indicator of the nature of the saturating fluid. For example, the high viscosity and low dielectric properties of oil will decrease the amplitude of the electric field induced by seismic waves, and therefore, will increase the  $\ddot{u}_x$  to  $E_x$  ratio.

A second example of lateral variations of electric field amplitudes is presented in Figure 1.15. We acquired seismo-electric data by continuous profiling with the geometry described in figure 1.14. The constant offset sections shown in Figure 1.15 mainly exhibit the electric signature of the Rayleigh waves as a function of common midpoint, for different source-receiver offsets. The sections displayed in Figure 1.15 show some lateral variations which may be attributed to local differences in the properties of the porous medium.

### Summary

Using a conventional multichannel seismic acquisition system, and a series of stainless steel electrodes, we have been able to detect, in a reproducible manner, the electrical signature of seismic waves. We observed that the amplitudes of the seismo-electric waves are consistent with the electrokinetic theory, and that they vary with the local properties of the porous medium. Furthermore, the electrokinetic theory for saturated porous media indicates that seismo-electric waves are especially sensitive to the salt concentration, viscosity, and dielectric permittivity of the fluid filling the pore spaces. This suggests applications of the seismo-electric effect for the identification of the nature of the fluid, and for the detection or monitoring of contaminants in the subsurface. We can also conclude that electrodes can act as broad-band geophones, although they are much less sensitive devices than geophones.



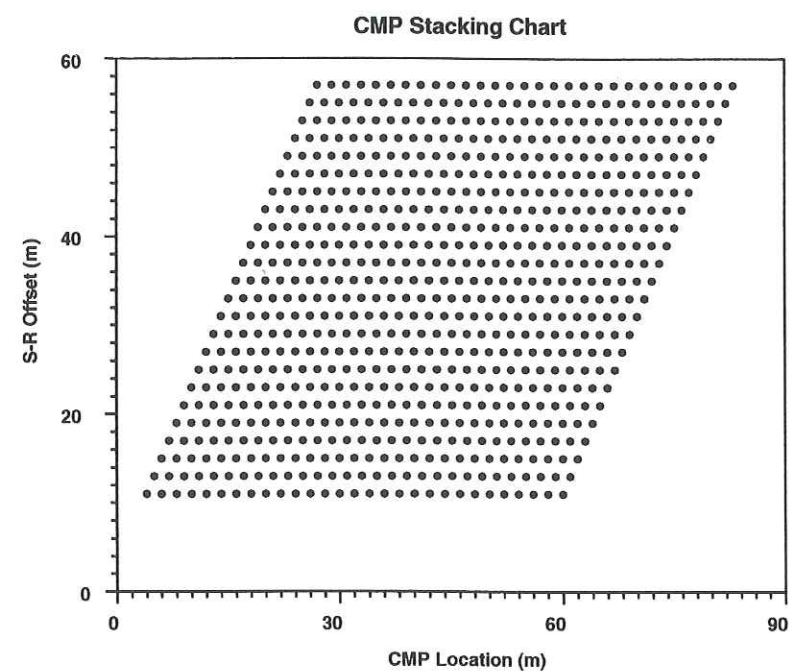


FIG. 1.14 – Common midpoint (CMP) stacking chart obtained by continuous profiling with 24 electric antennas at La Côte St André test site.

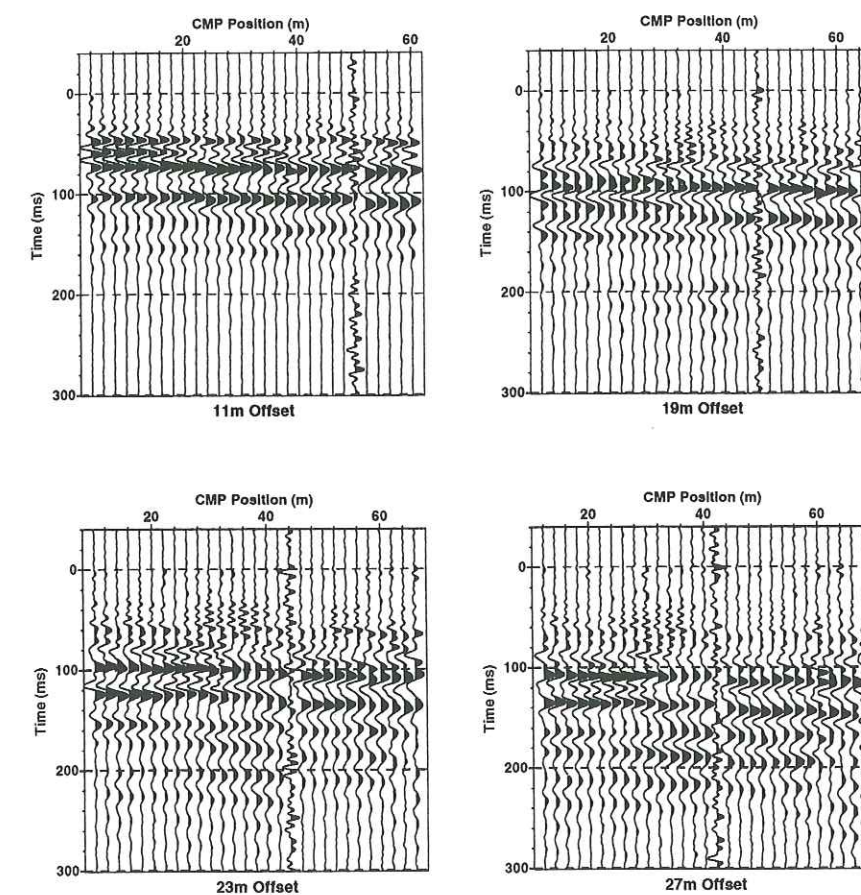


FIG. 1.15 – Constant offset electric field sections obtained by continuous profiling for the following source-receiver offsets: 11 m (a), 19 m (b), 23 m (c) and 27 m (d).



### 1.4.5 Conclusions

We have investigated the electrokinetic coupling effects taking place in the shallow subsurface in order to assess their information contents and their potential use for the detection and characterization of the fluids contained in near-surface porous media. We have addressed these points by performing a series of field experiments, and by deriving analytical relationships between the seismic amplitudes and waveforms and their electric and magnetic counterparts.

We have been able to experimentally identify two seismo-electric effects induced by a seismic source: an electric field that accompanies the seismic compressional waves, and EM disturbances generated at depth at contrasts in seismic or electric properties of the subsurface. The first effect dominates the records and may have applications in geophysics and hydrology, notably to characterize the nature and properties of the fluid filling the pore space.

The second effect is especially interesting for geophysicists. By detecting seismic to EM wave conversions, we should be able to estimate the electrical and mechanical properties of the porous media at depth. In our case, we have presented EM waves which were probably all generated at the same interface, i.e., at the water table. We have presented the amplitude distribution of these waves as a function of the source-receiver offset, and we have pointed out the information we can obtain from this amplitude distribution on the depth of the interface. Larger offsets and powerful seismic sources are needed to detect deeper interfaces that may generate additional electromagnetic waves. Moreover, sensitivity studies of this effect to the properties characterizing the porous media (porosity, viscosity, permeability or salinity mainly) would allow us to characterize the nature of the fluid contents of the medium seismic waves propagate through.

### 1.4.6 Acknowledgments

The authors thank S. Pride for very helpful discussions and comments, as well as R. Guiguet for his participation in the field experiments. This work was supported by the French Programme National de Recherche en Hydrologie of INSU-CNRS.

### 1.4.7 Appendix - Transfer function analysis

For the simple case of a homogeneous and isotropic wholespace, Pride and Haartsen (1996) derived the eigen response of the coupled seismic and electromagnetic governing equations in the case of plane-waves.

#### Electric field

The longitudinal response for the fast  $P_f$ -wave is expressed as:

$$\mathbf{u} = \hat{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (\text{A1})$$

$$\mathbf{w} = \beta_L(\omega) \hat{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (\text{A2})$$

$$\mathbf{E} = i\omega \frac{\tilde{\rho}(\omega)L(\omega)}{\tilde{\epsilon}(\omega)} \beta_L(\omega) \hat{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (\text{A3})$$

where  $\beta_L(\omega) = -[Hs(\omega)^2 - \rho] / [(Cs(\omega)^2 - \rho_f)]$ . The expressions relating the deformation moduli  $H$  and  $C$  to the intrinsic elastic moduli of the fluid, solid and drained framework of grains were given by Pride *et al.* (1992), those of the wave slowness  $s(\omega)$  for each wave type and of the normalized wave number were derived by Pride and Haartsen (1996).

Thus,  $\mathbf{E}$  can be expressed as a function of grain displacement:

$$\mathbf{E} = i\omega \frac{\tilde{\rho}(\omega)L(\omega)}{\tilde{\epsilon}(\omega)} \beta_L(\omega) \mathbf{u}, \quad (\text{A4})$$

where  $i\omega \mathbf{u} = \dot{\mathbf{u}}$  is the grain displacement velocity,  $\tilde{\rho}(\omega) = i\eta / [\omega k(\omega)]$ , and  $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon + i\sigma(\omega)/\omega - \tilde{\rho}(\omega)L(\omega)^2$ .

In the low frequency range and diffusif regime, we have  $\epsilon \ll i\sigma/\omega$ . Furthermore, if we neglect electro-osmotic phenomena, we obtain  $\tilde{\epsilon} = i\sigma/\omega$ . Hence,

$$\mathbf{E} = \frac{\eta L(\omega)}{k(\omega)\sigma(\omega)} \beta_L(\omega) \dot{\mathbf{u}}. \quad (\text{A5})$$

Pride (1994) expressed the conductivity and the transport coefficients  $k(\omega)$  and  $L(\omega)$  in the form of the product of a static coefficient with a frequency dependent function:

$$\sigma(\omega) = \frac{\phi\sigma_f}{\alpha_\infty} \left[ 1 + 2 \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\sigma_f \Lambda} \right] \quad (\text{A6})$$

$$L(\omega) = L_0 \left[ 1 - i \frac{\omega}{\omega_t} \frac{m}{4} \left( 1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda} \right)^2 \left( 1 - i^{3/2} \frac{\tilde{d}}{\delta} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (\text{A7})$$



$$k(\omega) = k_0 \left[ \left( 1 - i \frac{\omega}{\omega_t} \frac{4}{m} \right)^{1/2} - i \frac{\omega}{\omega_t} \right]^{-1} \quad (\text{A8})$$

The static electrokinetic coupling coefficient is defined as:

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{\eta} \left( 1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda} \right). \quad (\text{A9})$$

The expressions of  $\omega_t$ , the transition frequency separating the low-frequency viscous flow and the high-frequency inertial flow, and others parameters included in these equations were given by Pride (1994). Low frequency approximations ( $\omega \ll \omega_t$ ) lead to the following relationships  $\tilde{d} \ll \Lambda$ ,  $k(\omega) = k_0$ ,  $L(\omega) = L_0$  and  $\sigma(\omega) = \phi \sigma_f / \alpha_\infty$ . Thus, we have:

$$E_x = \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{k_0 \sigma_f} \beta_L \dot{u}_x. \quad (\text{A10})$$

A good analytic approximation of the  $\beta_L$  coefficient has been obtained by Dutta and Odé (1979) for the Biot fast and slow waves  $P_f$  and  $P_s$ :

$$\beta_{P_f} = \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}(\omega)} \left( 1 - \frac{\rho C}{\rho_f H} \right). \quad (\text{A11})$$

Finally, equation A10 can then be rewritten in the form:

$$E_x = \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{\eta \sigma_f} \rho_f \left( 1 - \frac{\rho C}{\rho_f H} \right) \ddot{u}_x. \quad (\text{A12})$$

Note that since the fluid's conductivity  $\sigma_f$  is inversely proportional to the viscosity (Einstein-Stokes approximation), the above relationship does not depend on the fluid's viscosity. However,  $\sigma_f$  depends linearly on salt concentration.

### Magnetic field

The transverse response for the SV wave is expressed as (Pride and Haartsen, 1996):

$$\mathbf{u} = (\hat{\mathbf{y}} \times \hat{\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{A13})$$

$$\mathbf{w} = \frac{G}{\rho_f} \left[ s(\omega)^2 - \frac{\rho}{G} \right] (\hat{\mathbf{y}} \times \hat{\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{A14})$$

$$\mathbf{H} = i\omega s(\omega) \frac{\tilde{\rho}(\omega)}{\rho_f} G \beta_T(\omega) \hat{\mathbf{y}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (\text{A15})$$

with  $\beta_T = - \left[ s(\omega)^2 - \frac{\rho}{G} \right] / [s(\omega)^2 - \mu_0 \tilde{\epsilon}]$ , where  $\mu_0$  is the magnetic permeability of the porous material.  $H_y$  can thus be expressed as a function of grain displacement:

$$H_y = i\omega \frac{\tilde{\rho}(\omega)}{\rho_f} L(\omega) G \beta_T(\omega) u_x. \quad (\text{A16})$$

A good analytic approximation of the  $\beta_T$  coefficient can be expressed as:

$$\beta_T = - \frac{\rho_f^2}{\tilde{\rho}(\omega) \left( \rho - \frac{\rho_f^2}{\tilde{\rho}(\omega)} \right)}. \quad (\text{A17})$$

Low frequency approximations lead to the final relation:

$$H_y = \frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta \rho_f}{\eta} \left( \frac{G}{\rho} \right)^{1/2} \dot{u}_x. \quad (\text{A18})$$

### References

- Beamish, D., and Peart, R. J., 1998, Electrokinetic geophysics – a review, *Terra Nova*, 10, 48–55.
- Broding, R., Buchanan, S., and Hearn, D., 1963, Field experiments on the electroseismic effect, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, GE-1, 1: 23–31.
- Butler, K. E., and Russel, R. D., 1993, Subtraction of powerline harmonics from geophysical records, *Geophysics*, 58: 898–903.
- Butler, K. E., Russel, R. D., Kepic, A. W., and Maxwell, M., 1996, Measurements of the seismoelectric response from a shallow boundary, *Geophysics*, 61, 1769–1778.
- Dietrich, M., Garambois, S., and Glangeaud, F., 1996, Seismo-electric effects: A field example over a shallow aquifer, *Proc. of the 2nd Meeting of the Environmental and Engineering Geophysical Society (EEGS) - European Section*, 82–85.
- Dutta, N. C., and Odé, H., 1979, Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model) - Part I: Biot theory, *Geophysics*, 44: 1777–1788.
- Frenkel, J., 1944, On the theory of seismic and seismoelectric phenomena in a moist soil, *J. Physics (Soviet)*, 8: 230–241.
- Garambois, S., and Dietrich, M., 1999, Seismo-electric wave conversions in porous media – II: Full-waveform numerical simulations using the reflectivity method, *in preparation*.



- Haartsen, M., Pride, S., 1997, Electro seismic waves from point sources in layered media, *J. Geophys. Res.*, 102: 24745–24769.
- Martner, S., and Sparks, R., 1959, The electro seismic effect, *Geophysics*, 24: 297–308.
- Mikhailov, O., Haartsen, M., Toksoz, M., 1997, Electro seismic investigation of the shallow subsurface: field measurements and numerical modeling, *Geophysics*, 62: 97–105.
- Mikhailov, O. V., Queen, J. H., and Toksöz, M. N., 1998, Using borehole electro seismic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones, submitted to *Geophysics*.
- Moinet, F., and Dietrich, M., 1998, Computation of differential seismograms for point and plane scatterers in layered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 88: 1311–1324.
- Neev, J., and Yeatts, F., 1989, Electrokinetic effects in fluid-saturated poroelastic media, *Physical Review B*, 40: 9135–9141.
- Pride, S. R., and Morgan, F. D., 1991, Electrokinetic dissipation induced by seismic waves, *Geophysics*, 56, No 7: 914–925.
- Pride, S. R., Gangi, A. F., and Morgan, F. D., 1992, Deriving the equations of motion for porous isotropic media, *J. Acoust. Soc. Am.*, 92: 3278–3290.
- Pride, S., 1994, Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media, *Physical Review B*, 50: 15678–15695.
- Pride, S. R., and Haartsen, M. W., 1996, Electro seismic wave properties, *J. Acoust. Soc. Am.*, 100: 1301–1315.
- Russel, R. D., Butler, K. E., Kepic, A. W., and Maxwell, M., 1997, Seismoelectric exploration, *The Leading Edge*, 16: 1611–1615.
- Thompson, A., Gist, G., 1993, Geophysical applications of electrokinetic conversion, *The Leading Edge*, 12: 1169–1173.
- Trorey, A. W., 1970, A simple theory for seismic diffractions, *Geophysics*, 35, 762–784.

## 1.5 Discussion

Les résultats expérimentaux présentés précédemment sont le fruit de tâtonnements et de l'expérience acquise en analysant des signaux obtenus par différentes sources sismiques, et sur différents sites. Dans un premier temps, nous allons faire part des échecs et des problèmes rencontrés, en nous concentrant ensuite sur les difficultés liées à l'enregistrement d'ondes électromagnétiques générées par le passage des ondes sismiques à travers des interfaces. Par la suite, nous suggérerons de développer un équipement spécifique permettant de palier ces difficultés. Dans une seconde partie, nous discuterons de l'opportunité d'envisager d'autres configurations source-récepteurs et d'étendre l'enregistrement de ces phénomènes à d'autres études.

### Difficultés rencontrées pour la détection d'ondes électromagnétiques

L'enregistrement du champ électrique accompagnant les ondes sismiques ne constitue pas un défi majeur en raison de son amplitude qui est suffisamment importante pour sa détection. De plus, l'utilisation de systèmes d'enregistrement numériques a permis d'utiliser des techniques de filtrages performantes. Il n'en est pas de même de l'onde électromagnétique générée par le passage des ondes sismiques à travers une interface. En fait, en raison de son amplitude particulièrement faible, des bruits électriques dominant les enregistrements et de l'importance du champ électrique accompagnant les ondes sismiques, très peu d'auteurs ont réussi à mettre réellement en évidence l'existence de cette onde.

Mikhailov *et al.* (1997) présentent des données en identifiant une onde électromagnétique générée à une interface. Ces données ne sont pas pleinement convaincantes, en raison du dispositif employé avec tir en bout de ligne, qui ne permet pas de mettre en évidence une inversion de polarité des signaux de part et d'autre de la source sismique. Il n'est donc pas possible de différencier avec certitude les signaux présentés comme étant des ondes électromagnétiques d'un simple bruit électrique. Les moyens considérables utilisés par Thompson & Gist (1993) leur ont vraisemblablement permis de mettre en évidence des ondes électromagnétiques générées jusqu'à une profondeur de 300 mètres. Cependant, dans la phase de traitement, ces auteurs ont utilisé un filtre adaptatif de cohérence entre les traces, ce qui peut faire apparaître artificiellement un événement isolé sur plusieurs traces. De plus, ces auteurs ne montrent pas les signaux sous une forme où l'on pourrait utiliser les variations de l'amplitude en fonction du déport en surface, ce qui constituerait un bon moyen d'identifier la nature des ondes et ne montrent pas non plus la polarité des signaux, car ils additionnent l'ensemble des traces entre elles. En fait, ce sont les expériences menées par Martner & Sparks (1959) qui sont les plus convaincantes. Ils montrent de manière non ambiguë, l'existence d'un signal électromagnétique précurseur des signaux sismiques, et généré à la base de la zone altérée.



Nous avons également eu beaucoup de mal à obtenir des signaux électromagnétiques générés par le passage d'une onde sismique. Par exemple, nous avons longtemps supposé que le site de La Côte St André qui bénéficiait de la présence d'un aquifère peu profond (aux alentours de 8 mètres de profondeur) permettrait de détecter des ondes électromagnétiques générées au toit de cet aquifère. Pour mettre en évidence ce phénomène, nous avons tenté d'utiliser plusieurs sources sismiques (explosion, addition de chute de poids, forces horizontales), et plusieurs techniques de traitement des signaux.

Nous avons également tenté d'utiliser des enregistrements sismiques pour nous affranchir de la signature électrique des ondes sismiques, en utilisant des filtres de Wiener. Par la suite, en utilisant la propriété d'inversion de polarité des signaux de part et d'autre de la source, l'addition des signaux retournés pouvait permettre de s'affranchir du bruit électromagnétique cohérent sur toute les traces (Dietrich *et al.*, 1996). Cette technique n'a pas eu plus de succès.

La réussite expérimentale d'Annecy peut s'expliquer par le fait que la surface de conversion (nappe phréatique) était très proche de la source sismique et des récepteurs, l'amplitude de l'onde électromagnétique étant dans ce cas supérieure au bruit électronique généré par la chaîne d'acquisition, et entrant dans la dynamique de l'enregistreur.

Nous avons également observé des perturbations électromagnétiques liées à la source sismique. Le système de déclenchement d'une explosion est effectué par l'envoi d'un faible signal électrique, qui vient contaminer les enregistrements aux alentours du temps de déclenchement. De même, l'impact d'une masse métallique sur une plaque métallique génère des signaux de fréquence élevée au temps de l'impact. Les temps d'arrivée des ondes électromagnétiques générées à des interfaces proches de la surface entrent dans cette zone de nuisance.

### Suggestions pour une instrumentation spécifique

Les difficultés rencontrées lors de ces différentes expérimentations nous permettent de préconiser des améliorations à l'équipement rudimentaire utilisé.

- Emploi d'un enregistreur ayant une dynamique plus grande, ce qui permettrait de surmonter les difficultés liées à la différence d'amplitude des phénomènes en présence.
- Utilisation de pré-amplificateurs et de filtres anti-50Hz analogiques au niveau des antennes électriques, ce qui permettrait encore d'accroître la dynamique des signaux recherchés.
- Utilisation de sources à chute de poids non métalliques.
- Utilisation de systèmes de déclenchement mécaniques.
- Blindage des câbles ou utilisation de fibres optiques pour transmettre l'information analogique, ce qui permettrait de s'affranchir des perturbations extérieures.

### Autres configurations envisagées

Le travail expérimental avait pour but de mettre en évidence les phénomènes de couplages sismo-électriques en utilisant une source d'excitation du milieu artificielle. Cette réussite, malgré les difficultés rencontrées et les développements nécessaires pour détecter des amplitudes plus faibles, nous autorise à envisager d'autres domaines d'investigation.

Des études expérimentales en puits de forage sont de première importance car elle permettrait, d'une part, d'étudier la sensibilité de la signature électrique des ondes de compression à des hétérogénéités stratigraphiques, ainsi que le champ électrique accompagnant l'onde de Stoneley se propageant le long des puits et d'autre part, d'étudier le champ électrique lié à des perturbations électromagnétiques en disposant de récepteurs proches des interfaces.

Le suivi temporel des phénomènes en fonction des conditions de saturation en surface et des variations de hauteur de nappe est très important car il permettrait de vérifier sur le terrain la sensibilité des phénomènes à ces différents facteurs.

Il sera également intéressant d'étudier ces phénomènes par rapport à des variations naturelles des contraintes. Nous pourrions par exemple effectuer des écoutes continues pour enregistrer des conversions d'énergie liées à la fracturation. Dans cet ordre d'idée on pourra instrumenter un glacier où l'occurrence importante de tremblements de glace facilitera cette étude. On pourra également étudier des zones fracturées (failles) où les circulations de fluides sont privilégiées.

L'ensemble de ces travaux réalisés sur le terrain à échelle intermédiaire permettra de faire le lien avec les études de laboratoire menées, par exemple, par L. Jouniaux et J.P. Pozzi (ENS Géologie) qui étudient les courants d'électrofiltration générés par des changements de contraintes sur des échantillons de roches et, à plus grande échelle, avec les études des perturbations électromagnétiques liées aux changements de contraintes générées avant ou pendant un tremblement de terre (par exemple, Bernard, 1990).

## 1.6 Conclusions

Nous avons réussi à mettre en évidence de manière expérimentale deux phénomènes électriques résultant de la perturbation sismique d'un milieu poreux. Il existe un champ électrique longitudinal d'amplitude forte qui accompagne les ondes sismiques. Nous avons montré qu'il était proportionnel à l'accélération des grains enregistrée suivant la direction du profil, et que ce facteur de proportionnalité était en accord avec la théorie électrocinétique. Nous avons également réussi à détecter une onde électromagnétique générée au toit d'une nappe phréatique proche de la surface. Les caractéristiques de cette onde sont qu'elle change de polarité de part et d'autre du point de tir, qu'elle atteint l'ensemble des récepteurs quasiment au même instant et que son amplitude décroît avec la distance source-récepteur. Malgré de nombreux efforts, nous n'avons



pas réussi à détecter d'ondes électromagnétiques générées à des interfaces situées à plus grande profondeur, en raison de la faiblesse de leurs amplitudes. Pour cela, des développements instrumentaux doivent être envisagés, et nous préconisons notamment l'emploi de pré-amplificateurs et de filtres au niveau des antennes électriques.

## Chapitre 2

### Théorie et propriétés des couplages sismo-électriques d'origine électrocinétiques



## Chapitre 2

# Théorie et propriétés des couplages sismo-électriques d'origine électrocinétiques

### 2.1 Introduction

La nature des phénomènes de conversion d'énergie sismique en énergie électromagnétique enregistrés lors des expériences de terrain décrites auparavant est supposée être d'origine électrocinétique. L'interprétation de ces données et l'étude de leur potentiel à des fins géophysiques de prospection nécessitent une approche plus théorique. Ce chapitre est consacré à l'étude des caractéristiques des mécanismes de couplage dans les milieux poreux et peut être considéré comme un préambule au développement de la modélisation numérique de la propagation des ondes sismo-électriques dans un milieu poreux qui sera présentée par la suite.

Dans un premier temps, nous ferons le point sur les différents mécanismes de couplage entre énergies électromagnétique et sismique identifiés dans la nature, puis nous ferons une légère digression en abordant rapidement les anomalies électriques, magnétiques et électromagnétiques liées aux tremblements de terre et les mécanismes invoqués par différents auteurs pour expliquer ces anomalies. Les différents mécanismes électrocinétiques seront ensuite abordés par le modèle de la double couche électrique. Nous discuterons des équations de transport obtenues pour un milieu poreux décrit par le modèle capillaire. Par la suite, nous détaillerons les équations gouvernant la propagation des ondes sismo-électriques dans un milieu poreux saturé homogène obtenues par Pride (1994) en moyennant sur un certain volume d'homogénéisation les équations mécaniques, de couplage et électromagnétiques concernant l'échelle microscopique. Nous étudierons notamment certaines propriétés des coefficients de transport et fournirons un éclairage sur les propriétés macroscopiques permettant la description complète d'une couche poreuse homogène. Enfin, nous donnerons l'expression analytique des vitesses des ondes sismiques et électromagnétiques, nous discuterons des processus d'atténuation et de dispersion des ondes en



présence, et étudierons l'influence de certains paramètres tels que la perméabilité, la porosité, et la nature du fluide saturant sur la vitesse et l'atténuation des différentes ondes en présence.

## 2.2 Nature des mécanismes de conversions d'énergie

L'émission d'ondes résulte du relâchement soudain d'énergie sous forme d'ondes transitoires. Cette émission est régie par le principe de conservation d'énergie, par les phénomènes de couplage d'énergie et par le principe de Le Chatelier. Le principe de conservation de l'énergie postule que l'énergie totale est constante pour tout processus dans le système concerné. Les phénomènes de couplage se réfèrent aux liens entre les différentes formes d'énergie thermique, mécanique, chimique ou électromagnétique. Le principe de Le Chatelier postule que tout système en équilibre s'oppose à toute forme de perturbations.

Toutes les formes d'énergie peuvent être couplées dans la nature, c'est à dire que des mécanismes différents vont transformer une forme d'énergie dans une autre. Une liste non exhaustive de ces mécanismes identifiés dans la nature est proposée dans le tableau 2.1.

Sortie ⇒ Entrée ↓	Mécanique	Électro- -magnétique	Chimique	Thermique
Mécanique	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Émission acoustique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Piézo-électricité</li> <li>• Sismo-électricité</li> <li>• Photoélasticité</li> <li>• Sismo-magnétisme</li> <li>• Piézo-magnétisme</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Transformation de phase</li> <li>• Réactions stimulées</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Chaleur de friction</li> </ul>
Électro- -magnétique	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Électro-sismicité</li> <li>• Magnéto-sismicité</li> <li>• Émission acoustique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Absorption et radiation IR</li> <li>• Laser</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Transformation de phase</li> <li>• Réactions stimulées</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Radiation</li> </ul>
Chimique	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Émission acoustique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Chimico-luminescence</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réactions</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Oxydo-combustion</li> </ul>
Thermique	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Émission acoustique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Thermo-luminescence</li> <li>• Pyroélectricité</li> <li>• Pyromagnétisme</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Transformation de phase</li> <li>• Réactions stimulées</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Réponse thermique</li> </ul>

TAB. 2.1 – Exemples de mécanismes de conversion d'énergie.

Dans le cadre de notre étude, nous nous sommes intéressés aux seules conversions entre énergies mécanique et électromagnétique.

### 2.2.1 Mécanismes de couplages entre énergies mécanique et EM

La nature des couplages entre énergies mécanique et électromagnétique est très diverse suivant le mécanisme impliqué. Dans ce paragraphe, nous allons faire le point sur les différents mécanismes mis en évidence et leur utilisation éventuelle en géophysique.

Dans la nature, 4 sortes de mécanismes de couplage ont été mis en évidence: les phénomènes piézo-électriques, les effets électrocinétiques, la modulation de la résistivité des roches par des changements de contraintes, et la génération de signaux électromagnétiques hautes fréquences (radio) provoqués par le passage d'une onde sismique dans les roches riches en sulfites. Les phénomènes électrocinétiques seront détaillés dans un paragraphe indépendant. Nous ferons également le point sur les nombreuses anomalies électriques, magnétiques et électromagnétiques enregistrées avant ou pendant un tremblement de terre et discuterons les mécanismes invoqués.

### 2.2.2 Les effets piézo-électriques

Il existe dans certaines roches cristallines une polarisation interne spontanée. Dans de tels cristaux, chaque cellule unité du réseau possède un même moment dipolaire permanent et tous les dipôles sont orientés dans la même direction, même en l'absence de champ électrique externe. Une modification de l'amplitude, de l'orientation ou de la distribution de ces moments dipolaires internes au cristal génère des champs externes. Ces moments peuvent être par exemple perturbés par une dilatation thermique générée par des variations de température. Dans ce cas, ce phénomène est connu sous le nom d'effet pyroélectrique (Holden, 1965).

De même, la modification des contraintes à l'intérieur d'un cristal perturbe le moment dipolaire. On parlera alors d'effet piézo-électrique. Cette modification locale des contraintes peut être notamment due au passage d'une onde sismique. Une des observations fondamentales effectuées sur cet effet est qu'il se produit pour des minéraux et des agrégats de cristaux (roches) présentant une absence de centre de symétrie.

La propriété physique caractérisant le degré de piézo-électricité d'une roche ou d'un minéral relie le vecteur de polarisation  $P_i$  au tenseur des déformations  $S$ . Ce tenseur piézo-électrique  $d_{ijk}$  vérifie la relation:

$$P_i = d_{ijk} S_{ij}. \quad (A1)$$

Parkhomenko (1971) donne et discute les valeurs du module de piézo-électricité pour plusieurs types de roches et de minéraux.

L'utilisation de l'effet piézo-électrique en prospection géophysique a surtout été initiée par des scientifiques de l'ancienne Union Soviétique. Ainsi, Volarovich *et al.* (1959) utilisent ces signaux pour détecter des veines de quartz dans le sous-sol. Puis, cette pratique s'est étendue aux recherches de différents types de minéraux dans le sous-sol (Volarovitch & Sobolev, 1969; Neystadt,



1972; Sobolev & Demin, 1980; Russel *et al.*, 1992).

D'après Sobolev *et al.* (1984), les signaux détectés sont haute fréquence en comparaison du signal sismique incident (de l'ordre de la dizaine de kiloHertz).

On peut effectuer une analogie avec les effets piézo-magnétiques. En effet, les variations de contraintes dues au passage d'une onde sismique vont induire des variations d'orientation, de distribution ou d'amplitude des moments magnétiques (Yokoyama, 1969). Ceci induit des variations de l'aimantation induite ou rémanente des roches, qui peut être décrite sous la forme (Zlotnicki *et al.*, 1981):

$$\Delta J_i = P_{ijkn} \Delta \sigma_{kn} J_j^0 \quad (A2)$$

où  $\Delta J_i$  est la variation de l'aimantation induite suivant l'axe  $i$  par l'application du champ de contraintes  $\Delta \sigma_{kn}$ ,  $J_j^0$  est la composante suivant l'axe  $j$  de l'aimantation initiale, et  $P_{ijkn}$  est le tenseur piézo-magnétique dont les composantes sont évaluées expérimentalement sur différents échantillons de roches. Cet effet a été utilisé pour la détection d'anomalies du champ magnétique local sur les édifices volcaniques (Michel, 1995).

### 2.2.3 Effets électrocinétiques

Les phénomènes électrocinétiques regroupent les effets de couplage entre le déplacement relatif entre les phases solide et fluide d'un milieu poreux et les champs électromagnétiques. Les différents mécanismes regroupés sous l'appellation d'effets électrocinétiques et notamment les phénomènes d'électrofiltration, seront détaillés dans le paragraphe suivant.

### 2.2.4 Modulation de la résistivité par les contraintes sismiques

La propagation d'ondes de compression-dilatation dans un milieu poreux génère des modifications de la géométrie du volume des pores. Ces perturbations affectent le réseau privilégié de circulation des courants, et créent ainsi des perturbations locales de la conductivité électrique. Lorsque des courants circulent dans la phase fluide du milieu poreux (courants magnétotelluriques ou courants créés artificiellement), les modulations de la résistivité produisent des modulations du courant de convection et ainsi des potentiels associés (Brace & Orange, 1965, 1968). Ce phénomène a été observé dans la nature par Thompson (1936) et par Long & Rivers (1975) en utilisant des sources de courant externes.

A plus grande échelle, plusieurs auteurs ont observé des variations de la résistivité des roches lors de tremblements de terre (Qian *et al.*, 1983; Zhao *et al.*, 1991b; Madden *et al.*, 1992; Park, 1991).

### 2.2.5 Réponses aux fréquences radio

Sobolev *et al.* (1980) ont détecté des signaux électromagnétiques aux fréquences radio en effectuant des mesures piézo-électriques pour détecter des veines de quartz ou des minerais d'or. Ces signaux seraient générés à la frontière de semi-conducteurs naturels tels que les minerais contenant de la pyrite. La fréquence de ces signaux est plus élevée (entre 40 et 350 kHz) que ceux enregistrés lors des sondages piézo-électriques (entre 6 et 10 kHz), et les signaux détectés présentent un aspect moins sinusoïdal.

Narod (1982) a confirmé l'existence de ces signaux en effectuant des mesures en laboratoire sur des échantillons de quartz naturel. Sobolev *et al.* (1984) ont utilisé ces signaux pour détecter des veines de quartz et de sulfites dans une mine au Canada. Russel *et al.* (1997) ont mis en évidence la signature très élevée en fréquence (1.3 MHz) de signaux générés par une veine de sulfites après une explosion. Leurs conclusions privilégient l'hypothèse que le mécanisme impliqué est lié aux micro-fractures car ils observent des similarités avec des signaux électromagnétiques produits par la fracturation créée par l'explosion des roches en laboratoire. Ces observations montrent que l'interprétation de ces signaux demande encore à être développée.

### 2.2.6 Anomalies électromagnétiques liées aux tremblements de terre.

Lorsque l'on étudie les couplages entre ondes sismiques et ondes électromagnétiques, on ne peut passer sous silence les anomalies électromagnétiques pré-sismiques, ou co-sismiques détectées par de nombreux auteurs. En effet, de nombreuses observations d'anomalies électriques, magnétiques, électromagnétiques, ou de variations de la résistivité électrique ont été effectuées dans plusieurs zones tectoniques actives (Russie, Grèce, Chine, Japon, USA). Leur durée varie de quelques minutes à plusieurs jours.

#### • Observations

Des variations de résistivité ont été enregistrées lors de mesures actives du champ électrique. Sadoski (1972) et Barsukov (1970) ont détecté des variations significatives (10 %) de résistivité électrique avant un tremblement de terre. Yamazaki (1974) a identifié des variations co-sismiques de résistivité de l'ordre de 0.005 % dues à des déformations du sous-sol, tandis que Fitterman & Madden (1977) observent des variations de l'ordre de 0.005 % dues au glissement d'une partie de la faille de San-Andreas. Sur une période plus longue, Qian *et al.* (1983), et Zhao *et al.* (1991b) ont observé une décroissance de plusieurs % de la résistivité électrique locale durant 4 ans avant le séisme de Tangshan de 1976 ( $M_l = 7.8$ ). Ces observations ont été complétées par des mesures passives effectuées en étudiant les fonctions de transfert des courants telluriques et magnétotelluriques (Park, 1991; Madden *et al.*, 1992).



Plusieurs auteurs se sont également intéressés aux fluctuations du champ électrique local sur une grande période. Myachkin *et al.* (1972), Sobolev (1975), Miyakoshi (1986) et Corwin & Morrison (1977) ont tous observé des variations très basse fréquence de l'amplitude locale du champ électrique avant un tremblement de terre. Les périodes des anomalies s'échelonnent entre une heure et plusieurs jours. Les résultats les plus connus et les plus discutés ont été obtenus par Varotsos & Alexopoulos (1984a) qui se sont servis par la suite de ces variations pour prédire l'amplitude et la localisation des tremblements de terre en Grèce (méthode V.A.N.). Les principaux opposants à cette méthode évoquent les problèmes de statistique de l'occurrence des séismes en Grèce (Mullargia & Gasperini, 1992; Kagan, 1996), et la nature de la source qui a généré les signaux utilisés pour la prédiction (Gruszow, 1996).

Par ailleurs, plusieurs auteurs ont détecté des variations de l'amplitude du champ magnétique. Mizutani & Ishido (1976) ont corrélé des variations de 5 à 10 nT du champ magnétique local avec une crise sismique. Ils interprètent ces variations par des modifications locales de l'écoulement des fluides. De même, Shapiro & Abdulabekov (1982) ont enregistré une anomalie de 23 nT du champ magnétique 3 jours avant un séisme de magnitude 7, tandis que Mueller & Johnston (1990) ont détecté un décalage continu de 1 nT avant les séismes de Palm-Spring ( $M = 5.9$ ) et de Loma Prieta ( $M = 7.1$ ). A plus haute fréquence (10 Hz), Fraser-Smith *et al.* (1990) ont observé une croissance de l'amplitude du champ magnétique local dans le mois qui a précédé le séisme de Loma Prieta, grâce à un magnétomètre proche de l'épicentre. Draganov *et al.* (1991) ont suggéré que ces fluctuations étaient dues à des champs magnétiques induits par les mouvements de fluides dans les zones sismogènes.

Nous terminerons ce compte-rendu par les émissions électromagnétiques haute fréquence détectées avant un tremblement de terre (Gokhberg *et al.*, 1982; Yoshino *et al.*, 1985). Des anomalies dont la fréquence est inférieure à 1 KHz ont également été détectées depuis des satellites au-dessus de l'épicentre du séisme d'Arménie de 1989 (Serebryakova *et al.*, 1992), tandis que Dea *et al.* (1992) ont enregistré des signaux à la surface terrestre qu'ils ont réussi à corréler avec 29 séismes de magnitude supérieure à 3.5 en Californie et au Nevada.

#### • Mécanismes invoqués

De nombreuses études en laboratoire et théoriques ont été entreprises afin d'expliquer les différentes anomalies détectées et présentées ci-avant.

Tout d'abord, Brace *et al.* (1965) montrent que l'augmentation des contraintes effectives sur des roches saturées réduit la porosité et donc augmente la résistivité électrique. A l'approche

de la fracture, la dilatance va faire décroître la résistivité électrique. Pour des contraintes cisailantes, Brace & Orange (1968) observent cette décroissance de la résistivité dès l'ouverture des fractures. Ceci peut expliquer les variations de résistivité observées pendant un tremblement de terre, ou avant un tremblement de terre lorsque les contraintes locales varient avant la rupture.

Les effets électrocinétiques ont été avancés pour expliquer les précurseurs électromagnétiques enregistrés avant un tremblement de terre (Ishido & Mizutani, 1981; Morgan *et al.*, 1989). Bernard (1990) analyse la plausibilité de différents modèles pour expliquer les signaux précurseurs électrotelluriques observables à grande distance d'un tremblement de terre relativement important. Ses conclusions privilégient l'hypothèse d'effets électrocinétiques se produisant dans la croûte sous réserve de conditions extrêmement favorables au niveau de la source et d'une amplification importante du signal électrique au niveau des récepteurs.

Les études menées sur les effets piézo-électriques montrent que les taux de contraintes ne sont suffisamment importants pour provoquer des perturbations électriques mesurables que pendant un séisme (Dmowska, 1977). Ils peuvent ainsi expliquer les anomalies co-sismiques détectées à haute fréquence (Sheng & Chen, 1988).

En laboratoire, les études sur les effets piézo-magnétiques ont montré que ces effets diminuent lorsque la dilatance augmente (Martin *et al.*, 1978). De plus, les études menées sur la magnétisation des roches ont montré que celle-ci variait en fonction des contraintes appliquées, et que des niveaux de pression de l'ordre de 10 bars pouvaient engendrer des variations magnétiques de quelques nanoTeslas (Wyss & Martin, 1979). La magnétisation des roches peut donc expliquer les anomalies du champ magnétique observées pendant un tremblement de terre.

## 2.3 Les phénomènes électrocinétiques

Lorsque la phase fluide d'un matériau poreux est mis en mouvement par rapport à la phase solide, un potentiel d'électrofiltration est généré à l'interface physico-chimique entre ces deux phases. Ces phénomènes peuvent être considérés comme la réciproque des effets électro-osmotiques. L'électro-osmose a été mise en évidence en observant la mise en mouvement du fluide par l'application d'une différence de potentiel électrique aux extrémités d'un tube capillaire. L'amplitude de ces phénomènes dépend fortement de la distribution des charges électriques à l'interface physico-chimique séparant les deux phases. Le modèle classiquement utilisé pour décrire cette distribution dans une solution ionique est celui de la double couche électrique.



### 2.3.1 La double couche électrique

Le modèle de la double couche électrique rend compte des forces d'interaction électrique entre la surface chargée des minéraux, et les ions présents dans l'électrolyte.

Les matériaux poreux naturels sont formés par différents minéraux tels que les silicates, les oxydes et les carbonates. La surface des grains est chargée lorsqu'elle est en contact avec un électrolyte, ceci en raison de liaisons cassées, de réactions chimiques et de processus physiques qui favorisent l'ionisation. Le principe d'électroneutralité impose la présence autour de cette surface chargée d'une couche d'ions de signe opposé, dont la charge électrique totale compense la charge superficielle. Dans le cas des roches, la charge superficielle est souvent négative. Le modèle de double couche électrique rend compte de la distribution des charges dans la phase fluide.

Dès 1853, Helmholtz suggère que les ions compensateurs s'alignent suivant une nappe parallèle à la paroi solide, à une distance bien définie. Cette représentation s'est révélée insuffisante : l'agitation thermique des ions compensateurs entre en compétition avec leur attraction électrostatique par la surface chargée et leur interdit une distribution en nappe parallèle à cette surface. Gouy (1910) et Chapman (1913) proposent que les ions compensateurs se distribuent en une couche diffuse de faible épaisseur avec une répartition de type atmosphérique, c'est à dire que la densité de charges diminue progressivement en s'éloignant de l'interface. Les travaux de Stern (1924) aboutissent au modèle de double couche électrique généralement accepté par de nombreux auteurs (Overbeek, 1952).

Stern suggéra que les ions présents dans l'électrolyte sont adsorbés à la surface du solide (généralement chargée négativement) par des forces électrostatiques et chimiques. Une séparation de charges est ainsi formée et accompagnée d'un potentiel électrique. La double couche électrique est constituée d'une couche interne compacte appelée couche de Stern où les ions sont adsorbés au solide, et une couche externe diffuse, appelée couche de Gouy où les ions sont dispersés par diffusion dans la solution (voir figure 2.1a).

La partie diffuse de la double couche électrique correspond aux ions sous l'influence combinée des forces ordonnées électriques et des forces désordonnées thermiques. Leur distribution obéit à la statistique de Boltzmann.

La couche de Stern est elle-même divisée en deux parties. On différencie la couche interne de Helmholtz (IHP pour "Inner Helmholtz Plane") dont la population de charges est composée par des ions partiellement deshydratés subissant des forces d'adsorption spécifiques, et la couche de Helmholtz externe (OHP pour "Outer Helmholtz Plane") dont la population de charges est composée par des ions hydratés attirés par le solide. La variation du potentiel électrique lié à

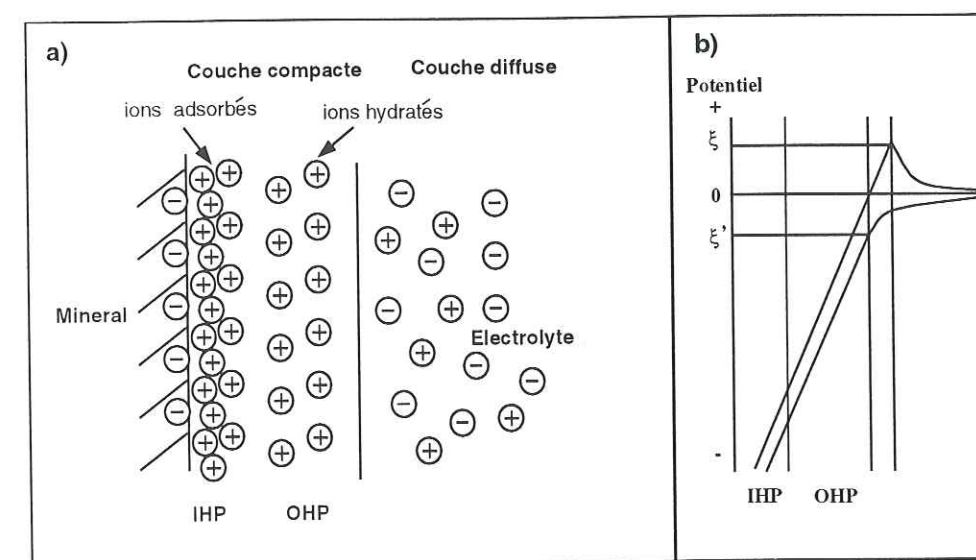


FIG. 2.1 - Modèle de double couche électrique. (a) Représentation de la distribution ionique. (b) Variations du potentiel suivant la distance perpendiculaire à l'interface (d'après Ishido & Mizutani, 1981).

cette distribution de charges est schématisée sur la figure 2.1b.

Le mouvement relatif entre le solide et l'électrolyte entraîne un cisaillement entre la couche OHP relativement libre et la couche IHP plus fortement attachée au solide. Le potentiel électrique développé sur le plan de cisaillement est appelé potentiel *zeta* ( $\zeta$ ). Il ne correspond pas à un potentiel de frontière entre deux phases, car il se développe dans la phase fluide.

### 2.3.2 Effets électro-osmotiques

Les effets électro-osmotiques ont été appliqués à plusieurs domaines tels que la consolidation des sols et la déshydratation des boues. Des expériences prometteuses ont également été effectuées pour la dépollution des sols (Corapcioglu, 1991).

Le mécanisme de l'électro-osmose est le suivant: lorsqu'un champ électrique est appliqué aux bornes d'un milieu poreux saturé, les cations présents en excès pour neutraliser la charge négative présente à la surface des grains vont se diriger vers la cathode, leur mouvement entraînant avec eux les molécules d'eau. Dans le même temps, les anions se dirigent vers l'anode créant un flux hydrique de moindre amplitude (voir figure 2.2). Ainsi, le potentiel électrique crée un mouvement relatif entre le fluide et le solide.

Le champ électrique peut également créer un mouvement du liquide qui transporte les conta-



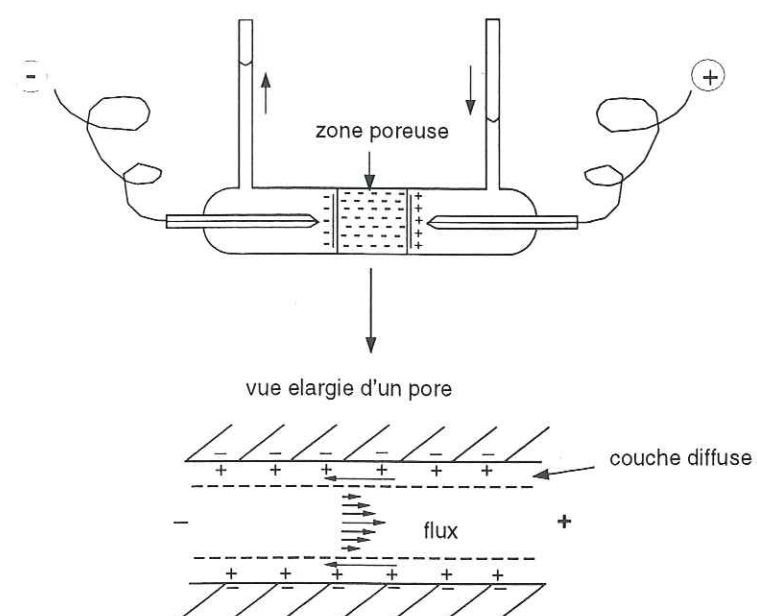


FIG. 2.2 – Mécanisme de mesure de la pression électro-osmotique d'après Adamson (1990).

minants vers des puits qui permettent de les extraire. La chimie des électrodes joue un rôle important et des réactifs peuvent être introduits au niveau des électrodes afin d'augmenter les taux d'extraction des contaminants. La figure 2.3 illustre ce procédé. Le champ électrique continu pousse le fluide contaminant vers la cathode où un puits l'extrait et l'attire dans un réactif non-toxique qui aide à l'extraction du fluide contaminant et le décontamine. Cette technique lave le sol tout en empêchant la formation de fractures en maintenant le niveau de saturation du sol. Le transport décrit précédemment amène un avantage important pour la décontamination des sols: le degré du contrôle de la direction du flux est élevé car le matériau se déplace le long des lignes de champ électrique qui sont définies par le placement des électrodes d'injection. Les expériences effectuées par Probst & Hicks (1993) montrent le potentiel de cette méthode combinée aux effets d'électromigration et d'électrophorèse pour dépolluer les sols contenant des solutions aqueuses de contaminants solubles. Plusieurs développements doivent cependant être envisagés afin d'optimiser le rendement de ces méthodes, notamment sur le plan théorique. Néanmoins l'électro-osmose peut s'avérer intéressante pour l'extraction des métaux lourds du sous-sol.

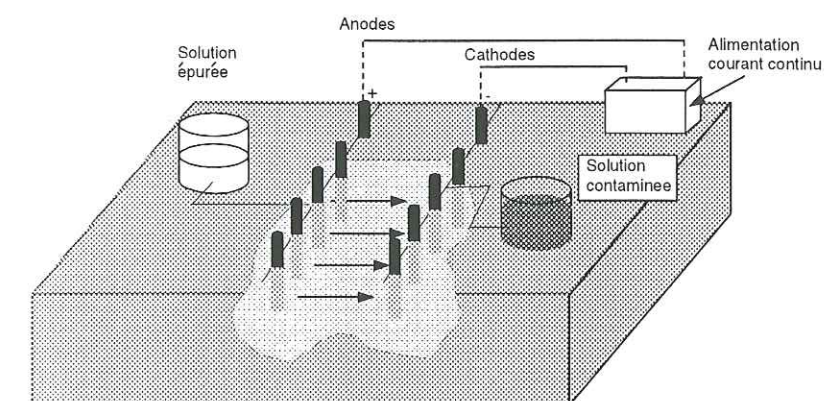


FIG. 2.3 – Illustration schématique de la décontamination des sols par purge électro-osmotique (d'après Probst & Hicks, 1993).

### 2.3.3 Potentiel d'électrofiltration

L'électrofiltration que l'on retrouve sous le nom de "streaming potential" dans la littérature anglo-saxonne est la réciproque de l'électro-osmose. Lorsqu'un mouvement relatif est créé entre les phases fluide et solide d'un milieu poreux par une onde de compression-dilatation, il induit un déséquilibre dans la distribution des charges, et donne naissance à un courant d'électrofiltration ("streaming current"). Le champ électrique généré par la séparation de charge conduit en retour ces mêmes charges générant à son tour un courant de conduction qui s'oppose au courant d'électrofiltration.

Par exemple, une onde sismique de compression se propageant dans un milieu poreux saturé par un liquide électrolyte génère des zones de compression et des zones de dilatation du squelette poreux. Ceci génère des zones où la pression fluide augmente (compression) et des zones où elle diminue (dilatation). Pour les ondes P rapides, la compression des grains et la compression du fluide se produisent en phase. Les ions mobiles présents dans la zone diffuse de la double couche électrique vont s'accumuler dans les zones où la pression fluide est plus forte, et se raréfier dans les régions où la pression fluide est plus faible. Ce déplacement des charges se traduit par le courant d'électrofiltration. Il existe donc des zones où les cations sont majoritaires (pression fluide faible), et des zones où ils sont déficitaires par rapport aux anions (pression fluide forte). Cette séparation de charges donne naissance à un champ électrique, qui en retour va conduire



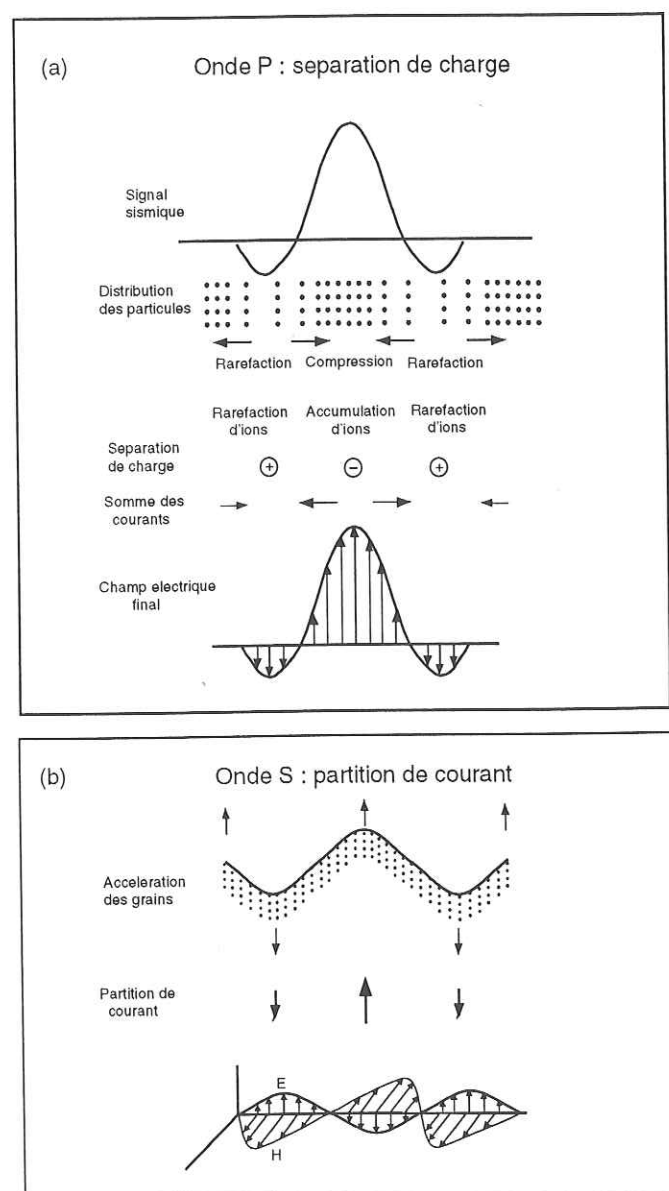


FIG. 2.4—(a) Champ électrique dû à une séparation de charge à l'intérieur de l'ondelette sismique associée à une onde de compression-dilatation. Les courants d'électrofiltration et de conduction sont mis en balance. (b) Partitions de courant générées par l'accélération des grains due au passage d'une onde de cisaillement. Ceci induit un champ magnétique orthogonal au déplacement des particules et un faible champ électrique par induction.

ces charges, créant ainsi un courant de conduction. C'est la compétition entre ces deux types de courants qui va fixer l'amplitude finale du champ électrique (voir figure 2.4a). Dans un milieu poreux homogène, la loi d'Ampère impose que ce champ électrique est fixé à l'onde sismique, et ne s'étend pas en dehors de l'onde.

Les ondes de cisaillement ne créent pas de variations de la pression fluide. Cependant, l'accélération des grains produit un écoulement relatif entre le solide et le fluide, ce qui génère un courant d'électrofiltration. Ce courant crée un champ magnétique orthogonal à l'accélération des grains. Bien qu'il n'y ait pas de séparation de charges, il existe tout de même un champ électrique d'amplitude faible généré par induction (voir figure 2.4b). Dans un milieu homogène, Les champs magnétiques et électriques créés par les ondes transversales sont également fixés à l'ondelette sismique.

### 2.3.4 Électrophorèse

Les macromolécules, les particules, ou les bactéries qui sont en solution ou en suspension dans une solution aqueuse tendent à se déplacer sous l'effet d'un champ électrique. Ce phénomène découvert dès 1892 par Linder et Picton s'appelle l'électrophorèse. Les théories classiques reposent sur la notion de double couche électrique et découlent des phénomènes d'électro-osmose.

Dans l'électrophorèse, ce sont les particules au contact d'une solution qui sont chargées électriquement à leur surface, et s'entourent ainsi d'un nuage diffus d'ions compensateurs de charge opposée. Contrairement au cas de l'électro-osmose où le matériau solide est immobile, les particules chargées sont mobiles sous l'effet d'un champ électrique et se dirigent vers l'électrode de signe opposé à la charge superficielle. Ce mouvement est ralenti par les déplacements en sens inverse des ions compensateurs qui s'accumulent le long de la surface de la particule (retard électrophorétique) (Bier, 1959). On peut mesurer la mobilité électrophorétique de certains types de particules, et c'est de cette mobilité que découlent nombre d'applications.

Outre son intérêt théorique propre, l'électrophorèse est utilisée à des fins analytiques ou préparatives. Les mesures de mobilité permettent de séparer et d'analyser différentes espèces de macromolécules (Grabar & Williams, 1953). En bactériologie, on peut isoler ou séparer certaines espèces de bactéries de mobilité différente. Ce phénomène pourra également être développé pour la dépollution des sols (métaux lourds).

### 2.3.5 Potentiel de sédimentation

Ce phénomène est en quelque sorte la réciproque de l'électrophorèse. Le mouvement des particules chargées superficiellement dans une solution aqueuse engendré par l'action d'un champ externe quelconque génère un potentiel induit, comme dans le cas des potentiels d'électrofiltra-



tion générés par des mouvements relatifs fluide-solide. Dans ce cas précis, ce sont les particules qui sont mobiles. Ce phénomène n'a pas encore trouvé d'applications précises.

### 2.3.6 Formulation des potentiels électrocinétiques

Avant d'expliciter en détail le modèle utilisé pour décrire les phénomènes d'électrofiltration, nous présentons ci-dessous l'expression des potentiels électrocinétiques obtenus par un modèle capillaire.

En thermodynamique des processus irréversibles, l'évaluation de la production d'entropie d'un système représente une mesure quantitative des phénomènes irréversibles. Dans le domaine de la thermodynamique linéaire, la loi :

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j \quad (A3)$$

relie le flux  $J_i$  associé au phénomène irréversible dont la cause est la force généralisée  $X_j$ . Les coefficients de proportionnalité  $L_{ij}$  sont appelés les coefficients de transport, souvent accessibles à la mesure expérimentale. Ils caractérisent la réponse du système par rapport aux actions extérieures.

Les relations de réciprocité établies par Onsager (1931) imposent que :

$$L_{ij} = L_{ji}, \quad (A4)$$

ce qui permet de relier entre elles des caractéristiques de phénomènes très différents. Il faut noter que ces lois ont un domaine de validité limité. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'équilibre, les régimes simples deviennent instables et le système passe sur une autre branche d'évolution.

Dans le cas des phénomènes électrocinétiques, les relations les plus générales relient le flux de densité de courant électrique  $I$  et le flux d'écoulement volumique du fluide  $J$  avec les forces les générant, c'est à dire le gradient de potentiel électrique  $\nabla\phi$  et le gradient de pression de pore  $\nabla P$  (de Groot & Mazur, 1962). Ainsi,

$$I = L_{11}\nabla\phi + L_{12}\nabla P \quad (A5)$$

$$J = L_{21}\nabla\phi + L_{22}\nabla P. \quad (A6)$$

Ces équations prennent en compte la loi d'Ohm ( $L_{11}\nabla\phi$ ) et la loi de Darcy ( $L_{22}\nabla P$ ), auxquelles ont été rajoutés les phénomènes électrocinétiques. Ainsi, le terme  $L_{12}\nabla P$  rend compte des effets

d'électrofiltration tandis que  $L_{21}\nabla\phi$  représente les effets électro-osmotiques. Les relations de réciprocité d'Onsager donnent :

$$L_{12} = L_{21}. \quad (A7)$$

Pour expliciter ces coefficients de couplage dans le cas d'un milieu poreux quelconque, on peut utiliser le modèle capillaire, c'est à dire un modèle dans lequel le milieu poreux est composé d'un faisceau de capillaires entrant sur une face et émergeant par l'autre face (voir figure 2.5). Ceci constitue une approximation au premier ordre. Le paragraphe suivant traitera plus spécifiquement du milieu poreux, et explicitera les modèles et les paramètres utilisés pour décrire ses propriétés physiques.

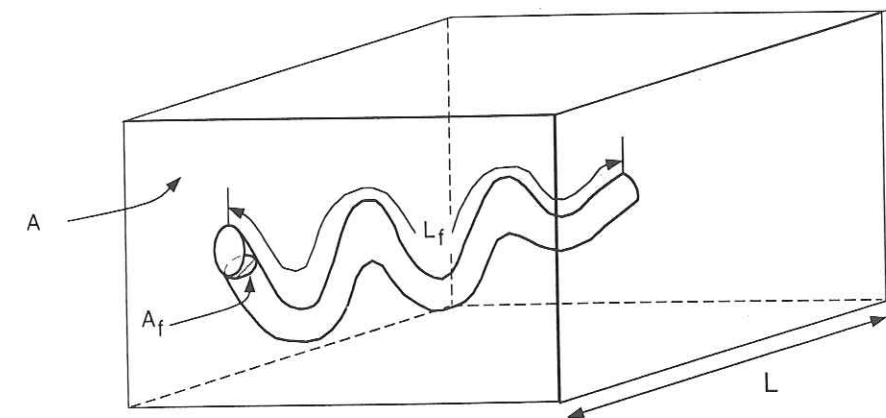


FIG. 2.5 - Modèle capillaire.  $L$  et  $A$  sont respectivement la longueur et la section de l'échantillon,  $L_f$  et  $A_f$  étant la longueur et la section réelle du capillaire.

Soit  $\phi$  la porosité,  $\alpha$  la tortuosité,  $S$  l'aire spécifique interne, et  $R_f$  le rayon hydraulique de l'échantillon (ces paramètres seront décrits dans le paragraphe suivant), on a les relations (Ishido & Mizutani, 1981):

$$\phi = A_f L_f / AL \quad (A8)$$

$$\alpha = L_f / L \quad (A9)$$

$$S = S_f / AL \quad (A10)$$



$$R_f = A_f L_f / S_f \quad (\text{A11})$$

où  $S_f$  est la surface totale des pores,  $A_f$  et  $L_f$  étant définis sur la figure 2.5.

La définition de la conductivité spécifique de l'échantillon (Pfannkuch, 1972), ainsi que la loi d'Ohm donnent :

$$L_{11} = \phi \alpha^{-2} \sigma_f + \alpha^{-2} S \sigma_s \quad (\text{A12})$$

où  $\sigma_f$  et  $\sigma_s$  sont respectivement la conductivité spécifique du fluide dans le capillaire ( $\Omega^{-1}m^{-1}$ ), et la conductivité spécifique de surface ( $\Omega^{-1}$ ).

La loi de Darcy dans sa forme la plus simple relie la vitesse de filtration du fluide à la différence de pression appliquée aux deux extrémités du capillaire par la relation :

$$L_{22} = k/\eta \quad (\text{A13})$$

où  $k$  est la perméabilité du fluide, et  $\eta$  sa viscosité dynamique.

L'expression des coefficients de transport est obtenue sous les conditions que l'écoulement fluide dans le capillaire est laminaire et que le rayon hydraulique est supérieur à l'épaisseur de la double couche électrique (de Groot & Mazur, 1962). On trouve ainsi,

$$L_{12} = L_{21} = -\phi \alpha^{-2} \epsilon \zeta / \eta, \quad (\text{A14})$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du fluide (*Farads/m*), et  $\zeta$  est le potentiel électrique sur le plan de cisaillement de la double couche électrique.

Ainsi, la différence de potentiel générée par l'application d'un gradient de pression aux extrémités du capillaire peut s'écrire :

$$\Delta \phi = \frac{\zeta \epsilon}{\eta (\sigma_f + R_f^{-1} \sigma_s)} \Delta P. \quad (\text{A15})$$

En négligeant la conductivité de surface  $\sigma_s$ , on obtient :

$$\frac{\Delta \phi}{\Delta P} = \frac{\zeta \epsilon}{\eta \sigma_f} \quad (\text{A16})$$

qui est l'équation de Helmholtz-Smoluschkowski (Overbeek, 1952). Ce rapport est appelé le coefficient de couplage.

Pozzi & Jouniaux (1994) et Jouniaux & Pozzi (1995) ont décrit des expériences en laboratoire

effectuées sur des échantillons de grès et de calcaires dans lesquelles ils observent que le potentiel d'électrofiltration dépend de la perméabilité de l'échantillon. Cette dépendance est d'autant plus forte que le fluide est résistif, et inversement. D'autres expériences (Revil *et al.*, 1996) indiquent que la magnitude du potentiel  $\zeta$ , et donc du potentiel d'électrofiltration augmente lorsque la concentration de l'électrolyte diminue de telle manière que les potentiels les plus importants sont associés à des fluides constitués d'eau non-saline.

Morgan *et al.* (1989) a mesuré les valeurs du potentiel  $\zeta$  et du courant d'électrofiltration pour des granites et différents minéraux en remplissant l'espace poreux par différentes solutions chimiques. Il a également étudié l'influence de la température, et l'influence de fluides biphasiques. Jin & Sharma (1991) ont développé un modèle numérique pour les couplages électrochimiques et électrocinétiques dans des milieux poreux hétérogènes. Leur résultats ont permis de mieux comprendre les relations entre la structure d'un pore et les mécanismes de couplage. Ils montrent notamment les limites d'un modèle capillaire comme représentation d'un milieu poreux réel. Dans notre modèle, nous avons utilisé les coefficients de couplage obtenus par un calcul de moyenne sur un volume d'homogénéisation des équations obtenues à l'échelle du pore (Pride, 1994). Avant de présenter ces équations, nous allons procéder dans le paragraphe suivant à une introduction sur les milieux poreux en explicitant les paramètres physiques utilisés pour la description des phénomènes physiques étudiés.

## 2.4 Introduction aux milieu poreux

La croûte terrestre est un milieu poreux réservoir de fluides vitaux pour l'homme. Les matériaux poreux qui la composent sont par essence composites et polyphasiques. Composites, puisque la fraction solide, le squelette, est formée de grains de nature chimique ou cristalline souvent différente. Polyphasique, puisqu'à cette fraction solide est toujours associée une phase gazeuse ou liquide occupant l'espace vide entre les grains. Cette hétérogénéité microscopique induit un comportement physique macroscopique complexe et sensible à de faibles variations du contenu en fluides ou de la structure solide. Ce paragraphe a pour objet de préciser les paramètres physiques macroscopiques utilisés pour modéliser les phénomènes de couplages entre énergie sismique et électromagnétique étudiés.

Dans un premier temps, nous insisterons sur la notion de porosité. Nous aborderons par la suite les problèmes d'écoulement des fluides et de conductivité électrique, ainsi que les propriétés diélectriques spécifiques au milieu poreux. Cette introduction qui ne se veut pas exhaustive permettra d'introduire les paramètres nécessaires à la modélisation de la propagation des ondes sismiques ou électromagnétiques développée à partir des équations présentées dans le paragraphe suivant.



### 2.4.1 Porosité

La porosité  $\phi$  indique le volume poreux disponible dans la roche. Elle est définie comme le volume de pore par unité de volume de roche. Elle ne donne aucune information sur les dimensions des pores, leur distribution ou leur degré de connexion, c'est pourquoi deux roches de même porosité peuvent posséder des propriétés physiques totalement différentes.

Les paramètres microstructuraux déterminants sont la dimension et la forme des grains, ainsi que la distribution des diamètres des grains. Les processus diagénétiques, notamment la compaction, mais également les processus de dissolution-cristallisation par cimentation des surfaces (par exemple, Renard, 1997) peuvent également intervenir.

Pour les roches sédimentaires, la porosité initiale dépend de la dimension des grains et de leur distribution. Un sédiment composé de grains identiques (sable de rivière) possède une porosité de 0.45 en moyenne, alors que la porosité d'un empilement idéal de sphères vaut 0.43. La variation de  $\phi$  en fonction du diamètre des grains dépend du rapport forces de gravité sur forces de frottement. Lorsque le diamètre décroît, les forces de frottement deviennent comparables aux forces de gravité. Par suite, les petits grains donnent un sédiment de porosité élevée (non compacté). Lors de la compaction, la porosité diminue, mais cette diminution restera limitée en raison du développement de concentrations de contraintes aux contacts entre grains.

Les valeurs exactes de porosité peuvent être mesurées sur échantillons, mais dans la nature, cela va dépendre de la compaction à laquelle la roche est soumise.

### 2.4.2 Circulation des fluides

L'écoulement des fluides dans les milieux poreux est caractérisé par la perméabilité  $k$ . La perméabilité mesure la facilité avec laquelle un fluide traverse une roche. C'est une propriété de transport. C'est probablement le paramètre physique le plus important en ce qui concerne la croûte car il régit les transferts de matière qui peuvent y être assurés. Dans l'étude de l'hydrothermalisme, des gisements de minerais, de la géothermie ou du stockage souterrain, la perméabilité joue un rôle primordial. Son rôle reste mal connu dans le déclenchement des séismes.

Il faut préciser que plus que toute autre propriété pétrophysique, la perméabilité est sensible au facteur d'échelle. En effet, la présence d'hétérogénéités (failles, fractures) va fortement influencer les transferts de fluides. Dans notre cas, nous parlerons de perméabilité propre au milieu étudié qui sera définie uniquement en fonction de la roche et du fluide à modéliser.

Cette propriété a d'abord été définie par Darcy pour l'eau, en montrant que le débit par unité de surface était proportionnel à la perte de charge dans le corps poreux et à une caractéristique du corps: la perméabilité. L'introduction de la notion de viscosité permet de généraliser cette loi à l'ensemble des fluides. La loi de Darcy dans sa forme matricielle relie la vitesse de filtration du

fluide  $\dot{w}$  au gradient de pression  $\nabla p$  appliqué aux extrémités du corps considéré par la relation

$$\dot{w} = -\frac{k}{\eta} \nabla p \quad (A17)$$

où  $\eta$  est la viscosité du fluide remplissant l'espace poreux.

La perméabilité est homogène à une surface et son unité dans le système international est le  $m^2$ . Cependant, l'unité traditionnelle est le Darcy ( $D$ ) équivalent à  $0.986923 \mu m^2$ . Une perméabilité supérieure à  $1 D$  ne se rencontre que dans les graviers (plus de  $10^3 D$ ) et les sables (plus de  $10 D$ ). La figure 2.6 présente des données de laboratoire et de terrain compilées par Brace (1980 et 1984) précisant les domaines de variation de la perméabilité pour plusieurs types de roches. Cette figure montre que la perméabilité peut varier énormément pour une même famille de roches. Par exemple, les calcaires présentent des variations de 9 ordres de grandeur. Ces écarts peuvent être expliqués par des changements de pression lithostatique qui engendrent la fermeture progressive des pores, et des modifications de température qui génèrent des phénomènes de microfissuration thermique et de dissolution-cristallisation.

Plusieurs caractéristiques de l'espace poreux affectent la valeur de la perméabilité. Le premier paramètre auquel on essaie de corréliser la perméabilité est la porosité. Cette relation est assez floue. En fait, la perméabilité est déterminée par la microstructure de porosité et non pas par la porosité effective. Elle est beaucoup plus conditionnée par la dimension et la forme des canaux à l'intérieur du milieu poreux que par leur abondance relative. Pour un réseau de capillaires tortueux de section quelconque, on trouve une formule (Bourbié *et al.*, 1986) en introduisant un paramètre de forme  $m$  sans dimension, le rayon hydraulique  $\Lambda$  et la tortuosité hydraulique des lignes de courants  $\alpha_\infty$ :

$$k = \frac{\phi}{\alpha_\infty m} \Lambda^2. \quad (A18)$$

La tortuosité hydraulique d'un modèle de capillaires quantifie la longueur développée  $l_d$  moyenne d'une ligne de courant joignant les deux extrémités du modèle par rapport à la longueur réelle de ce dernier ( $l_m$ ):  $\alpha_\infty = l_d/l_m \leq 1$ . C'est donc un coefficient caractéristique de la géométrie du milieu poreux. Les termes  $m$  et  $\Lambda$  sont deux termes permettant de décrire la microgéométrie du matériau poreux.

Le rayon hydraulique  $\Lambda$  est approximativement égal au rapport du volume des pores sur la surface des pores et a la dimension d'une longueur. Dans le cas de tubes capillaires cylindriques, il est égal à la moitié du rayon des tubes. Il est proportionnel au diamètre des grains et à la porosité (Bourbié *et al.*, 1986).

Des travaux expérimentaux et théoriques ont montré que le paramètre de forme  $m$  variait peu pour nombre de matériaux poreux, et était confiné dans l'intervalle  $4 \leq m \leq 8$ .



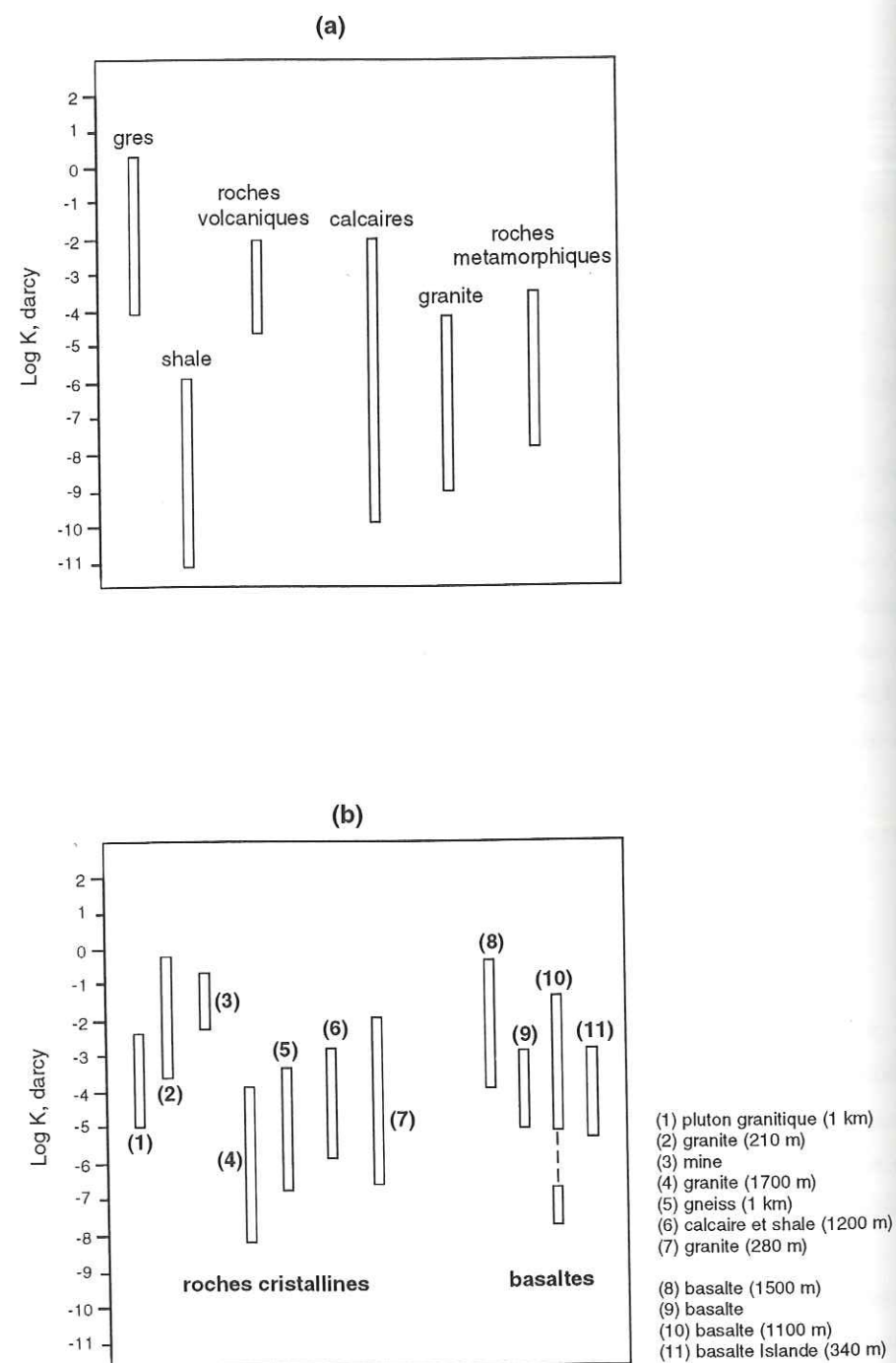


FIG. 2.6 – Variations de la perméabilité pour différents types de roches. (a) données compilées par Brace (1980). (b) données compilées par Brace (1984).

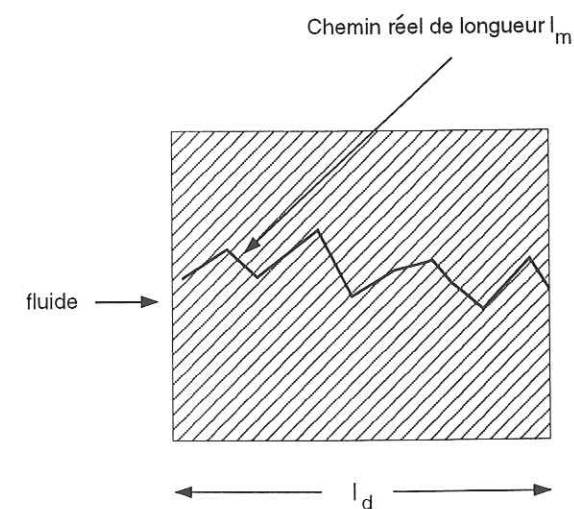


FIG. 2.7 – Notion de tortuosité:  $L_m$  est le chemin réel du fluide et  $l_d$  le chemin apparent.

### 2.4.3 Propriétés électriques

La résistivité électrique et son inverse la conductivité électrique  $\sigma$  sont des grandeurs qui caractérisent le transport des charges électriques. La conductivité joue un rôle très important dans les phénomènes de couplages sismo-électriques car nous avons vu que des courants de conduction s'opposaient aux courants d'électrofiltration, et c'est la différence entre les deux qui va fixer l'amplitude du champ électrique final généré par une perturbation sismique. La conductivité dépend de la densité de porteurs, de leur charge et de leur mobilité. Pour la conductivité ionique, les porteurs sont des ions dont le volume et la masse sont largement supérieurs à ceux des électrons, et leur déplacement s'effectue par diffusion. Le flux de particules est le résultat d'un effet de transport provoqué par une perturbation extérieure. Dans la croûte terrestre, les fluides présents dans les pores des roches contiennent différents sels. Par exemple, dans les dépôts de bassin sédimentaire, les eaux sont riches en NaCl. Des ions comme NaCl ou KCl sont totalement dissociés en solution. La conductivité électrique résultante est proportionnelle à la concentration en sel.

Les différences de conductivité d'une roche sont dans la plupart des cas tout à fait négligeables



par rapport au contraste entre la conductivité du minéral composant la roche et celle du fluide saturant. Il en résulte que la conductivité effective d'une roche est proportionnelle à la conductivité du fluide  $\sigma_f$  remplissant l'espace poreux, et l'on obtient la relation:

$$\sigma = \frac{\phi}{\alpha_\infty} \sigma_f. \quad (A19)$$

On retrouve dans l'expression de la conductivité  $\sigma$  le facteur de formation  $F = \alpha_\infty/\phi$  qui dépend de la microstructure de porosité. Il exprime la réduction dont est affectée la conductivité du fluide saturant. Cette réduction tient d'une part à ce que seule la fraction  $\phi$  du matériau est conductrice, et provient d'autre part, des effets de tortuosité. Le coefficient de tortuosité électrique  $\alpha_\infty$  rend compte de la connection imparfaite du milieu, du trajet tortueux suivi par les courants et de la non-uniformité de la section des canaux conducteurs. Si les pores étaient des tubes capillaires de section constante, on aurait  $\alpha_\infty = 1$  (Guégen & Palciauskas, 1992). Dans les roches, les tortuosités électrique et hydraulique sont généralement considérées égales à 3 (Bourbié *et al.*, 1986).

Soit  $b_-$  et  $b_+$  les mobilités des ions,  $z_l$  la valence de l'espèce ionique  $l$ ,  $ez_l$  sa charge électrique, et  $N_a C_0$  la densité de porteurs ( $N_a$  est le nombre d'Avogadro,  $C_0$  la concentration en ions de la solution), on a:

$$\sigma_f = e^2 z_l^2 N_a C_0 (b_- + b_+). \quad (A20)$$

L'approximation d'Einstein-Stokes  $b_l = 1/(6\pi\eta R_l)$ , où  $\eta$  est la viscosité du fluide et  $R_l$  est le rayon ionique effectif, constitue souvent une approximation valable. Dans le cas de l'eau, et d'ions inorganiques, on a  $b = b_- = b_+ = 3 \times 10^{11} \text{Ns/m}$ .

Pour l'eau de sous-sol, une classification simple peut être basée sur le nombre total d'ions solides dissous, et est présentée dans le tableau 2.2.

Catégorie	Ions solides dissous (mg/l)	Concentration (mol/l)
Eau peu minéralisée	0-1000	$0-10^{-2}$
Eau saumâtre	1000-10,000	$10^{-2}-10^{-1}$
Eau saline	10,000-100,000	$10^{-1}-1$
Eau de mer	plus de 100,000	plus de 1 mol/l

TAB. 2.2 - Classification simple de différentes eaux de sous-sol

Pour les huiles, les concentrations en ions sont généralement assez élevées (de  $10^{-1}$  à plus de 1 mol/l).

Jusqu'à présent, nous avons uniquement considéré la conduction des ions correspondant à l'électromigration des ions dans l'espace des pores interconnecté. A cette contribution, il convient d'ajouter la conduction de surface qui correspond à la conduction électrique au voisinage de l'interface fluide/grain. Cette conductance de surface a une contribution importante lorsque la concentration en sel est faible, ou lorsque la température est forte. Revil & Glover (1998) proposent que la conductance de surface est la somme de trois contributions: la conduction ionique associée à la couche de Stern du modèle de double couche électrique, la conduction ionique associée à la partie diffuse du modèle de double couche électrique, et d'un mécanisme opérant directement à la surface des minéraux indépendamment de la concentration en sel, et peut-être associé aux transfert de protons. Dans notre modèle nous avons utilisé le modèle de conductance de surface de Pride (1994) qui prend en compte la conductance associée à l'électromigration des ions de la double couche électrique, ainsi que la conductance électro-osmotique, c'est à dire la conductance générée par la convection des ions en excès de la double couche électrique. Nous décrivons l'expression finale de la conductivité dans le paragraphe suivant où nous expliciterons les équations obtenues par Pride (1994).

#### 2.4.4 Propriétés diélectriques

L'application d'un champ électrique quelconque à un milieu quelconque provoque d'une part un courant de charges libres, et d'autre part, une redistribution locale de charges liées qui s'appelle la polarisation. La contribution ionique est due au déplacement relatif des ions chargés les uns par rapport aux autres. La contribution électronique est due à la distorsion des couches électroniques par rapport au noyau atomique, la contribution dipolaire provient de l'orientation des molécules dipolaires dans la direction du champ. Enfin, la migration de particules chargées peut produire une polarisation de charges d'espace (voir Keller, 1987).

Cette séparation des charges microscopiques produit un champ induit qui s'oppose au champ appliqué. La polarisation  $\mathbf{P}$  du milieu est définie comme le moment dipolaire induit par unité de volume. A l'échelle macroscopique, cet effet est décrit par le coefficient  $\epsilon$ , permittivité du milieu, et la relation constitutive:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon \mathbf{E} \quad (A21)$$

où  $\mathbf{E}$  est le champ électrique,  $\mathbf{D}$  est l'induction électrique, et  $\epsilon_0$  est la permittivité électrique en l'absence de matière ( $\epsilon_0 = 8.85410^{-12}$  Farads/mètre).

La constante diélectrique ou permittivité relative est définie par le rapport  $\kappa = \epsilon/\epsilon_0$ . Elle va varier en fonction de la nature de la roche ou du fluide étudié, mais aussi en fonction de sa concentration en ions, de sa température, de la fréquence utilisée et de son état physique (solide,



liquide ou gaz). Nous négligeons dans notre modèle les phénomènes de relaxation, ce qui revient à considérer uniquement la partie réelle de la constante diélectrique.

Dans la gamme de fréquence sismique (1 à 200Hz), la constante diélectrique est insensible à la fréquence.

Dans le cas de l'eau pure, la dépendance suivant la température  $T$  lorsque ( $273K \leq T \leq 373K$ ) est décrite par Touloukian (1980):

$$\kappa_{eau-pure}(T) = 295.68 - 1,2283T + 2.094 \times 10^{-3}T^2 - 1.41 \times 10^{-6}T^3. \quad (A22)$$

Puis, on peut utiliser la relation empirique en fonction de la concentration en ions, pour des solutions *Nacl* et *Licl*:

$$\kappa_{eau} = \kappa_{eau-pure}(T) - 13C + 1.065C^2 - 0.03006C^3, \quad (A23)$$

où  $C$  est exprimée en mol/l.

Nous fournissons dans la table 2.3 les constantes diélectriques de quelques minéraux et fluides. Pour plus de détail, on pourra se reporter à la table de Keller (1987).

Substance	Constante diélectrique
Quartz	4.5-4.7
Calcite	7-8
Shale	13-15
Eau	80
Huile	2.2
Gaz	1

TAB. 2.3 – Constante diélectrique pour différents minéraux et fluides.

## 2.5 Équations gouvernant les couplages sismiques et électromagnétiques dans les milieux poreux saturés

Frenkel (1944) a introduit les équations donnant le mouvement relatif entre les phases fluide et solide généré par une onde sismique. Il essaya de prendre en compte le champ électrique induit par ce mouvement relatif, mais sans utiliser les lois d'Ampère, et arriva à la conclusion que le champ électrique généré existe uniquement à l'endroit du mouvement relatif. Neev & Yeatts (1989) ont également étendu la théorie de Biot pour les milieux poro-élastiques saturés en incluant les effets électrocinétiques. Néanmoins, ils n'ont pas pris en compte la totalité des équations de Maxwell, ce qui les conduit à la conclusion que les ondes S ne génèrent pas de

perturbations électromagnétiques. De plus, aucun de ces modèles ne prend en compte la dépendance de ces phénomènes en fréquence.

Pour construire le modèle de propagation d'ondes développé dans le chapitre 3, nous avons utilisé les équations macroscopiques mécaniques et électromagnétiques couplées concernant la dynamique d'un milieu poreux continu obtenues par Pride (1994). Ce modèle établit la dépendance fréquentielle des coefficients de couplage.

Pour obtenir ces équations, Pride (1994) a d'abord établi les équations à l'échelle microscopique (à l'échelle des grains), et a étudié les conditions aux frontières entre les deux phases. Puis, ces équations microscopiques ont été moyennées sur un certain volume afin d'obtenir les équations macroscopiques. Le volume minimum d'homogénéisation est choisi de manière à ce qu'il soit supérieur à la taille des grains, mais qu'il reste inférieur à la longueur d'onde des ondes sismiques. Dans ce cas, le milieu de propagation se comportera comme un milieu homogène à l'échelle des ondes, et celles-ci ne seront pas sensibles aux discontinuités microscopiques du milieu poreux.

Ainsi, si  $a_\xi$  est le champ microscopique associé à la phase  $\xi$ , alors on calcule:

$$\langle a_\xi \rangle = \frac{1}{V_A} \int_{V_\xi} a_\xi dV, \quad (A24)$$

où  $V_\xi$  représente le volume occupé par la phase  $\xi$  à l'intérieur du volume choisi pour l'homogénéisation  $V_A$ .

Ce principe d'homogénéisation implique que l'on résout tout d'abord un problème microscopique au niveau d'une cellule élémentaire concernant une hétérogénéité isolée, puis on en déduit la valeur moyenne sur la cellule de la grandeur recherchée comme une fonction de la grandeur macroscopique imposée à la frontière de la cellule. Cette méthode a été développée pour la description de l'écoulement des fluides dans un milieu poreux (Whitaker, 1969; Slattery 1967), et possède l'avantage de fournir des estimations analytiques des résultats pour des géométries particulières.

Une seconde méthode possible d'homogénéisation a été développée à partir d'une hypothèse de répétition périodique de la structure hétérogène microscopique, ce qui impose la périodicité des solutions. En faisant tendre la périodicité spatiale vers zéro, on obtient la forme des lois macroscopiques. Cette méthode mathématiquement rigoureuse a été utilisée avec succès par plusieurs auteurs (Levy, 1979; Auriault, 1980; Auriault *et al.*, 1985).



### 2.5.1 Équations mécaniques dans les milieux poreux saturés

Outre l'étude du comportement dynamique macroscopique d'un milieu poreux saturé, la théorie de Biot (1956 a,b, 1962) permet la description et donc l'analyse de la propagation d'un champ d'ondes complet. La formation poreuse est modélisée par un milieu biphasique isotrope composé d'une matrice solide élastique traversée par un réseau de pores interconnectés saturés par un fluide visqueux newtonien. Ce modèle prédit l'existence de trois ondes de volume: on retrouve comme dans le cas de milieux élastiques une onde de compression de première espèce ( $P_f$ ) qui possède des propriétés quasi élastiques et une onde de cisaillement ( $S$ ). Ce modèle prédit également l'existence d'une onde de compression de seconde espèce ( $P_s$ ) aux caractéristiques quasi-visqueuses et se propageant à une vitesse très faible. Ces trois ondes sont dispersives et atténuées au cours de leur propagation dans le milieu poreux. La démarche utilisée par Biot a consisté à ignorer délibérément le niveau microscopique et à supposer applicables les concepts et principes de la mécanique des milieux continus aux grandeurs macroscopiques mesurables. Elle n'a été justifiée qu'*a posteriori* par la concordance des résultats avec ceux obtenus par les méthodes d'homogénéisation. La confirmation expérimentale de l'existence de l'onde  $P_s$  a été présentée par Plona (1980).

Pour un milieu poreux, un des mécanismes de dissipation de l'énergie des ondes sismiques est dû à l'écoulement du fluide par rapport aux grains qui génère des forces de friction visqueuse et d'inertie. Ces forces deviennent du même ordre de grandeur pour une certaine fréquence de transition. En dessous de cette fréquence, les forces visqueuses dominent l'écoulement, alors que pour des fréquences supérieures, les forces d'inerties deviennent prédominantes. L'écoulement sera dans tous les cas laminaire. La dissipation de l'énergie sera maximale aux alentours de cette fréquence critique. Les différents mécanismes d'atténuation et de dispersion des ondes dans un milieu poreux, ainsi que les différences de comportement relatifs aux différentes ondes en présence ( $P_f$  pour l'onde de compression rapide,  $P_s$  pour l'onde de compression lente,  $S$  pour les ondes de cisaillement et  $EM$  pour les ondes électromagnétiques) seront abordées dans le paragraphe suivant.

Pride (1992), en suivant l'approche établie par de la Cruz & Spanos (1985) obtient les équations générales gouvernant les déplacements sismiques, ainsi que les relations contraintes/déformations dans le cas d'ondes planes se propageant dans un milieu poreux isotrope. La procédure choisie est de moyenner sur un volume approprié les équations microscopiques obtenues pour les phases fluide et solide, tout en incluant les conditions aux frontières existant sur la surface des pores séparant les deux phases. Il ne prend en compte que les faibles déplacements, et trouve:

$$\nabla \cdot \tau_B = -\omega^2(\rho_B \mathbf{u}_s + \rho_f \mathbf{w}) \quad (\text{A25})$$

$$\tau_B = (K_G \nabla \cdot \mathbf{u}_s + C \nabla \cdot \mathbf{w}) \mathbf{I} + G_{fr} (\nabla \mathbf{u}_s + \nabla \mathbf{u}_s^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}_s \mathbf{I}) \quad (\text{A26})$$

$$-p = C \nabla \cdot \mathbf{u}_s + M \nabla \cdot \mathbf{w} \quad (\text{A27})$$

Dans ces équations,  $\tau_B$  est le tenseur des contraintes d'ordre deux défini par  $\tau_B = \phi \tau_f + (1 - \phi) \tau_s$  où  $\tau_s$  et  $\tau_f$  sont respectivement les tenseurs des contraintes agissant respectivement sur les phases solide et fluide.  $\rho_B$  et  $\rho_f$  sont respectivement la densité du matériau considéré et celle du fluide remplissant l'espace poreux,  $\mathbf{u}_s$  et  $\mathbf{u}_f$  sont respectivement les vecteurs déplacement relatifs à la phase solide et à la phase fluide.  $\mathbf{w}$  est le vecteur caractéristique du mouvement relatif fluide/solide défini en fonction de la porosité  $\phi$  et des déplacements  $\mathbf{u}_s$  et  $\mathbf{u}_f$  par la relation:

$$\mathbf{w} = \phi(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f). \quad (\text{A28})$$

Avec cette définition,  $\dot{\mathbf{w}} = d\mathbf{w}/dt$  est la vitesse de filtration de Darcy. Le terme  $p$  représente la pression du fluide, et  $\mathbf{I}$  la matrice identité.

Dans ces équations mécaniques,  $G_{fr}$  est le module de cisaillement du squelette des grains (lorsque les pores sont vides ou remplis par un gaz).

Les coefficients relatifs à la déformation sont:

$$K_G = \frac{K_{fr} + \phi K_f + (1 + \phi) K_s \Delta}{1 + \Delta}, \quad (\text{A29})$$

$$C = \frac{K_f + K_s \Delta}{1 + \Delta} \quad (\text{A30})$$

$$M = \frac{1}{\phi} \frac{K_f}{1 + \Delta} \quad (\text{A31})$$

$$\Delta = \frac{K_f}{\phi K_s^2} [(1 - \phi) K_s - K_{fr}] \quad (\text{A32})$$

où  $K_f$  et  $K_s$  sont respectivement les modules d'incompressibilité du fluide et des grains solides, tandis que  $K_{fr}$  représente le module d'incompressibilité du squelette. Une légère transformation permet de retrouver les équations de Biot (1956 a,b). En pratique, on considérera dans ces équations le coefficient  $H$ , tel que  $H = K_G + 4G_{fr}/3$ .

Les équations gouvernant les champs, ainsi que les coefficients de déformation sont en accord avec les interprétations physiques des modules élastiques données par Biot & Willis (1957) dont les calculs ont été basés sur le principe d'Hamilton. Comme le soulignent Bourbié *et al.* (1986), l'approche de Biot (1956 a,b) est phénoménologique et heuristique. L'approche choisie par Pride (1992) qui utilise la théorie de l'homogénéisation, permet d'obtenir une expression des lois de comportement macroscopique rigoureuse.



### 2.5.2 Équations de transport

En développant les intégrales des courants de conduction  $J_c$  et d'électrofiltration  $J_s$  ("streaming current"), ainsi que celle du mouvement relatif du fluide  $\mathbf{w}$ , Pride (1994) obtient les relations entre les flux et les forces qui les créent:

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega)\mathbf{E} + L_m(\omega)(-\nabla p + i\omega\rho_f\dot{\mathbf{u}}_s) \quad (\text{A33})$$

$$\dot{\mathbf{w}} = \frac{k(\omega)}{\eta}(-\nabla p + i\omega\rho_f\dot{\mathbf{u}}_s) + L_e(\omega)\mathbf{E} \quad (\text{A34})$$

où  $\mathbf{E} = -\nabla V$ , et  $V$  est le potentiel électrique.  $L_m(\omega)$  et  $L_e(\omega)$  sont respectivement les coefficients de couplage électrocinétiques et électro-osmotiques. Pride (1994) parvient à obtenir de manière analytique les relations de réciprocité d'Onsager, en supposant que la double couche est fine par rapport à la dimension des grains. Par la suite, on notera  $L(\omega) = L_e(\omega) = L_m(\omega)$ .

On peut écrire la densité de courant  $J$  au moyen de la somme du courant d'électrofiltration  $J_s$ , et du courant de conduction  $J_c$ , par la relation:

$$\mathbf{J} = \phi(\mathbf{J}_c + \mathbf{J}_s). \quad (\text{A35})$$

Grâce à ces formules, l'analogie avec la formulation thermodynamique des processus irréversibles présentée précédemment (Eq. 2.5 et 2.6) est aisée. Dans l'équation 2.34, on retrouve la loi de Darcy à laquelle sont ajoutés les effets électro-osmotiques. De même, à la loi d'Ohm sont ajoutés les effets électrocinétiques (Eq. 2.33).

#### • Perméabilité dynamique

La théorie de l'homogénéisation montre que la loi de filtration s'exprime sous la forme d'une loi de Darcy généralisée où intervient un coefficient de perméabilité complexe, dépendant de la fréquence et de la forme des pores (Auriault *et al.*, 1985).

Pour obtenir les coefficients de transport  $k(\omega)$  et  $L(\omega)$ , Pride (1994) a suivi la procédure générale utilisée par Johnson *et al.* (1987). Pour une géométrie de pore donnée, Johnson *et al.* (1987) obtient l'expression du coefficient de perméabilité aux basses et hautes fréquences. Ces expressions limites sont ensuite connectées par une fonction simple. Même si l'unicité de cette fonction n'est pas vérifiée, elle doit satisfaire certaines propriétés sur l'axe complexe des fréquences  $\omega$ .

De cette manière, Pride (1994) trouve par des calculs de moyennes

$$k(\omega) = k_0 \left[ \left( 1 - i\frac{\omega}{\omega_t} \frac{4}{m} \right)^{1/2} - i\frac{\omega}{\omega_t} \right]^{-1} \quad (\text{A36})$$

où  $k_0$  est la perméabilité statique (à fréquence nulle),  $i$  est le nombre imaginaire pur tel que  $i^2 = -1$ , et  $\omega_t$  est la fréquence angulaire séparant les régimes d'écoulement visqueux à basse fréquence, et d'écoulement inertiel à haute fréquence.  $\omega_t$  est définie par la relation

$$\omega_t = \frac{\phi}{\alpha_\infty k_0} \frac{\eta}{\rho_f}. \quad (\text{A37})$$

L'expression de la perméabilité dynamique (Eq. 2.36) est rigoureusement identique à celle trouvée par Johnson *et al.* (1987) qui précisent que la distinction entre les comportements aux basses et hautes fréquences est amplifiée suivant que l'épaisseur de peau visqueuse  $\delta = (\eta/\omega\rho_f)^{1/2}$  est petite ou grande comparée à la taille des pores.

Pour caractériser la loi de filtration de Darcy, on peut utiliser le terme  $H(\omega)$  tel que:

$$H(\omega) = \frac{1}{K(\omega)} = H_1(\omega) + iH_2(\omega), \quad (\text{A38})$$

avec  $K(\omega) = k(\omega)/\eta$ .

Comme le souligne Borne (1983),  $H_1(\omega)$  est directement relié à la puissance dissipée à l'échelle microscopique par le caractère visqueux du fluide saturant, tandis que  $H_2(\omega)$  met en relief l'effet de masse ajoutée et donc son caractère inertiel.

#### • Coefficient de couplage

Pour le coefficient de couplage, Pride (1994) trouve:

$$L(\omega) = L_0 \left[ 1 - i\frac{\omega}{\omega_t} \frac{m}{4} \left( 1 - 2\frac{\tilde{d}}{\Lambda} \right)^2 \left( 1 - i^{3/2} \frac{\tilde{d}}{\delta} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (\text{A39})$$

$L_0$ , le coefficient de couplage statique (à fréquence nulle) est défini par:

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{\eta} \left( 1 - 2\frac{\tilde{d}}{\Lambda} \right). \quad (\text{A40})$$

La longueur  $\tilde{d}$  est définie par

$$\tilde{d} = \int_0^D \frac{\Phi^0(\chi)}{\zeta} d\chi \quad (\text{A41})$$

où  $\chi$  est une coordonnée locale mesurant la distance normale au plan de cisaillement de la double couche électrique,  $d$  est la longueur de Debye qui représente l'épaisseur de la partie diffuse de la double couche électrique,  $\Phi^0(\chi)$  est le potentiel au voisinage du plan de cisaillement dont



le potentiel électrique statique est donné par  $\zeta$ . L'intégrale est effectuée sur une longueur  $D$ , multiple de la longueur de Debye  $d$ , définie par:

$$d = \sum_{l=1}^{l=L} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \kappa_f kT}{(ez_l)^2 N_l}} \quad (\text{A42})$$

où  $N_l$  est la densité ionique de l'espèce  $l$ .

L'énergie thermique est représentée par  $kT$ , où  $k$  est la constante de Boltzmann, et  $T$  la température. Cette énergie caractérise la distribution des ions dans la partie diffuse de la double couche électrique.

L'approximation de Debye montre que la solution de l'équation de Poisson-Boltzmann qui est déduite des lois de Coulomb (voir Pride, 1994) permet d'écrire le potentiel  $\Phi^0(\chi)$  comme une distribution exponentielle:

$$\Phi^0(\chi) = \zeta \exp(-\chi/d). \quad (\text{A43})$$

Au vu de l'équation 2.41, on trouve que  $\tilde{d}$  est toujours inférieure à  $d$ . Dans le modèle, nous prendrons  $\tilde{d} = d$ .

L'épaisseur de peau visqueuse introduite implicitement dans les définitions de  $k(\omega)$  et  $L(\omega)$  a une signification physique. Si le fluide saturant n'est pas visqueux, aucune force de couplage visqueux n'intervient à l'interface fluide/solide, alors que s'il est très visqueux, le couplage très important diminue fortement le mouvement relatif fluide/solide. De plus, l'intensité de la force de couplage dépend de la fréquence de l'onde incidente: il sera très important aux basses fréquences, et presque nul pour des fréquences très élevées. Enfin, l'intensité de la force visqueuse diminue en fonction de la distance à l'interface fluide/solide. Ces effets conjugués sont caractérisés par l'épaisseur de peau  $\delta$  dont l'expression a été donnée précédemment.

Le potentiel zeta employé dans notre modèle est déduit d'études expérimentales. Pride & Morgan (1991) ont analysé des échantillons de quartz saturés par des solutions NaCl et KCl à température et  $pH$  constants ( $T = 25^\circ\text{C}$ ,  $pH = 7$ ). Ils ont déterminé par régression linéaire l'expression du potentiel  $\zeta$  en fonction de la concentration en sel de l'électrolyte  $C_0$ :

$$\zeta(V) = 0.008 + 0.026 \log_{10}(C_0). \quad (\text{A44})$$

#### • Conductivité électrique

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la conductivité électrique s'exprimait sous

la forme de deux contributions, à savoir l'électromigration des ions dans l'espace poreux intra-granulaire et l'électromigration des ions à l'interface solide/fluide. Pride (1994) l'écrit sous la forme:

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \left[ 1 + 2 \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\sigma_f \Lambda} \right] \quad (\text{A45})$$

avec

$$\sigma_0 = \frac{\phi \sigma_f}{\alpha_\infty} \quad (\text{A46})$$

et,

$$\sigma_f = e^2 z^2 N_a C_0 (b_+ + b_-). \quad (\text{A47})$$

Le terme  $\sigma_0$  représente la conductivité électrique effective telle qu'elle est définie habituellement lorsque l'on fait l'hypothèse que les minéraux sont des isolants par rapport à la phase fluide, et que l'électrolyte saturant possède une distribution uniforme d'ions mobiles.

Les termes  $C_{em}$  et  $C_{os}$  sont respectivement les conductances d'origine électrocinétique et électro-osmotique définies par:

$$C_{em} = 4d(ez)^2 N_b \left[ \cosh\left(\frac{ez\zeta}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (\text{A48})$$

$$C_{os}(\omega) = \frac{(\epsilon_0 \kappa_f \zeta)^2}{2d\eta} P_0 \left( 1 - 2 \frac{i^{3/2} d}{P_0 \delta} \right)^{-1} \quad (\text{A49})$$

avec

$$P_0 = \frac{16kTd^2N}{\epsilon_0 \kappa_f \zeta^2} \left[ \cosh\left(\frac{ez\zeta}{2kT}\right) - 1 \right]. \quad (\text{A50})$$

Seule  $C_{os}$  dépend de la fréquence par l'intermédiaire de l'épaisseur de peau visqueuse  $\delta$ .

### 2.5.3 Sensibilité des coefficients de transport

Nous avons étudié numériquement le comportement des coefficients de transport en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de porosité en prenant comme modèle les caractéristiques d'une couche de sable saturée par de l'eau peu salée décrite par les propriétés indiquées dans la table 2.4.

#### • Perméabilité



Propriétés	$k_0$ $m^2$	$\eta$ $Pa.s$	$\rho_f$ $Kg.m^{-3}$	$\kappa_f$	$C_0$ $mol/l$	$T$ $^{\circ}K$	$\alpha_{\infty}$
Sable	$10^{-11}$	$10^{-3}$	$10^3$	80	$10^{-3}$	298	3

TAB. 2.4 – Propriétés utilisées pour caractériser une couche de sable saturée par de l'eau peu salée dans l'étude de la sensibilité des coefficients de transport.

La figure 2.8 représente les variations des parties réelles et imaginaires du rapport  $k(\omega)/k_0$  en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de porosité. On observe en fait les caractéristiques de la fonction qui module la composante statique du coefficient de perméabilité.

Les courbes traduisent l'effet de la fréquence de transition  $\omega_t$  séparant les régimes basse et haute fréquences (Eq. 2.36). Les variations observées par rapport à la porosité s'expliquent par la dépendance linéaire de l'expression de la fréquence de transition  $\omega_t$  en fonction de la porosité (Eq. 2.37). Dans nos tests numériques,  $\omega_t$  varie de 1.333 KHz ( $\phi = 0.04$ ) à 13.333 KHz ( $\phi = 0.4$ ). Cette fréquence de transition correspond physiquement à la fréquence où les comportements visqueux et inertiels du fluide ont une amplitude comparable. On constate que les variations du coefficients de perméabilité dans la gamme des fréquences sismiques (1-200 Hz) sont extrêmement faibles, et pourront être négligées en pratique, sauf lorsque la porosité est très faible.

Les variations de la partie imaginaire du rapport montrent que les pertes d'énergies sont maximales aux alentours de la fréquence de transition, et très négligeables lorsqu'un mode d'écoulement est prédominant.

Il faut noter les limites de l'étude de la sensibilité de la perméabilité sur la porosité. En effet, augmenter la porosité tout en gardant fixée la perméabilité n'est pas très réaliste, vu que ces deux propriétés sont liées. De plus, au vu de la définition de  $\omega_t$  (Eq. 2.37), on observe que la fréquence de transition dépend fortement de la perméabilité statique et que  $\omega_t$  sera proche des fréquences sismiques pour des roches tels que les sables ou les graviers où  $k_0$  est très forte.

#### • Coefficient de couplage

La figure 2.9 représente les parties réelles et imaginaires du rapport  $L(\omega)/L_0$  en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de porosité. On observe également deux domaines fréquentiels aux comportements distincts, qui s'expliquent par les deux régimes d'écoulement du fluide, qui de visqueux passe à un écoulement préférentiel inertiel lorsque la fréquence augmente. La remarque faite précédemment sur le côté quasi-constant du coefficient de perméabilité à basse fréquence s'applique également au coefficient de couplage.

En ce qui concerne la partie imaginaire du rapport, on observe que la bande de dissipation est plus large que dans le cas de la perméabilité.

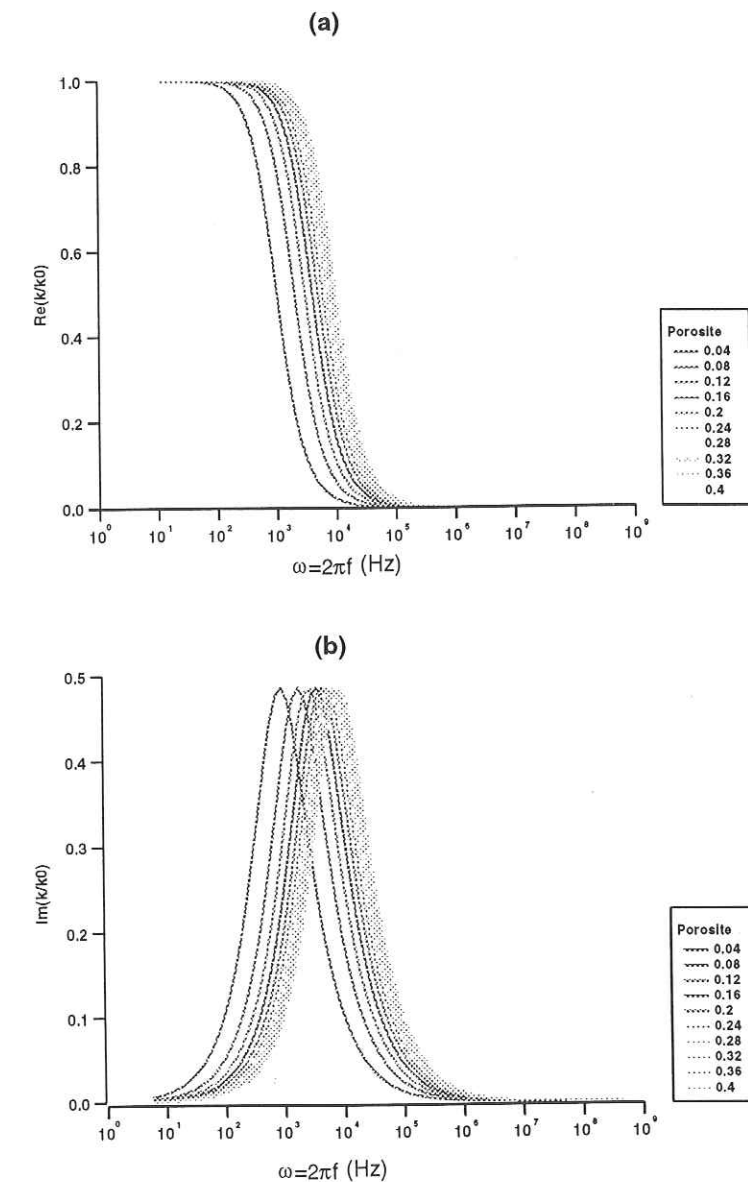


FIG. 2.8 – Variations du rapport de la perméabilité dynamique  $k(\omega)$  sur la perméabilité statique ( $k_0$ ) en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de porosité. (a) représente la partie réelle du rapport, (b) la partie imaginaire.





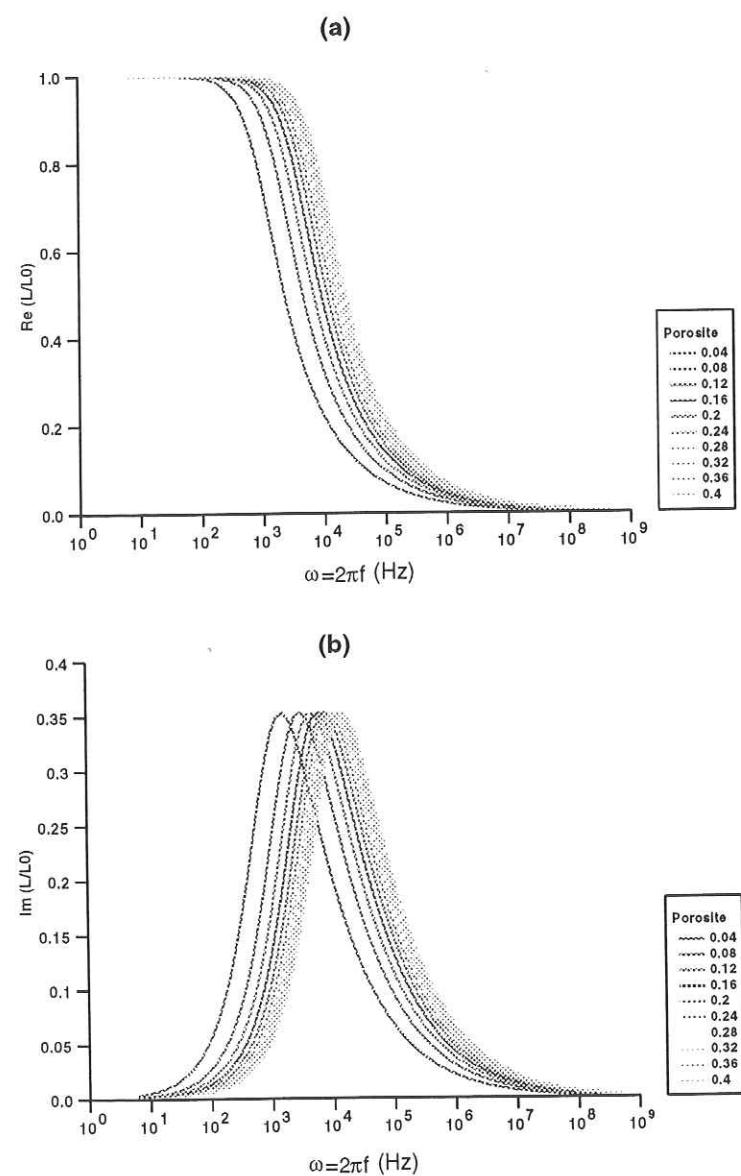


FIG. 2.9 – Variations du rapport du coefficient de couplage dynamique  $L(\omega)$  sur le coefficient de couplage statique ( $L_0$ ) en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de porosité. (a) représente la partie réelle du rapport, (b) la partie imaginaire.

Nous avons également représenté sur la figure 2.10, les variations de la partie réelle des rapports  $k_0/k(\omega)$  et  $L_0/L(\omega)$  en fonction du rapport  $\omega/\omega_t$ .

Sur cette figure, on constate que le coefficient de couplage  $L(\omega)$  possède une fréquence de transition inférieure à  $\omega_t$ . Dans nos calculs, nous avons pris  $m = 6$ , ce qui se traduit par une fréquence de transition de  $2\omega_t/3$ . En effet, la fréquence de transition du coefficient de couplage correspond à  $4\omega_t/m$ , comme l'indique l'équation 2.39.

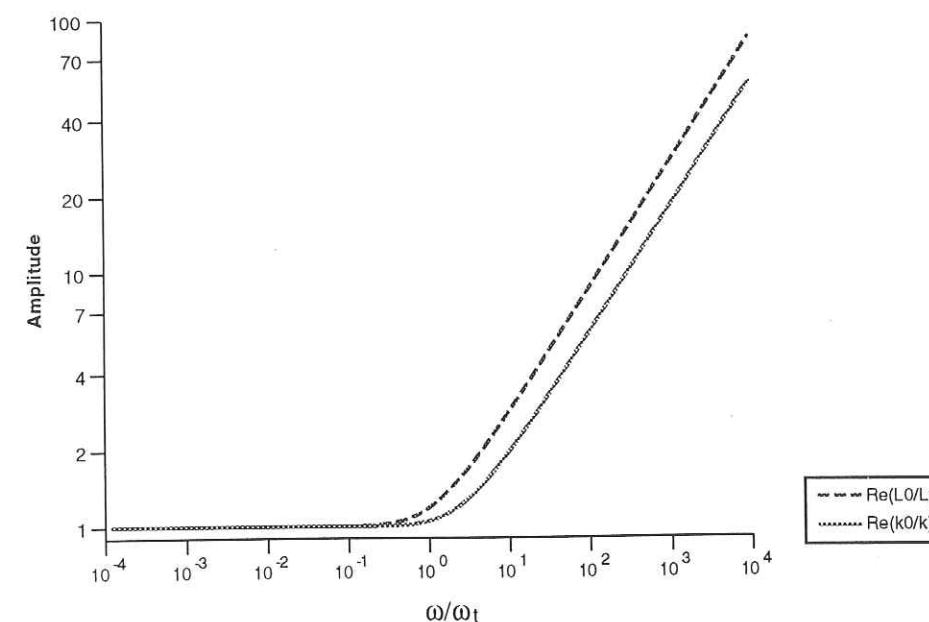


FIG. 2.10 – Variations des parties réelles des rapports  $L_0/L(\omega)$  et  $k_0/k(\omega)$  en fonction de  $\omega/\omega_t$ .

#### • Conductivité.

La figure 2.11 représente les parties réelles et imaginaires du rapport de la conductivité  $\sigma(\omega)$  sur la conductivité due au fluide  $\sigma_0$  en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de porosité, à perméabilité constante.

A basse fréquence, la partie réelle de ce rapport est particulièrement peu sensible à la fréquence, mais dépend faiblement de la porosité, ceci par l'intermédiaire du paramètre  $\Lambda$  caractéristique de la géométrie des pores (Eq. 2.45).

Nous avons vu que le paramètre  $\Lambda$  était proportionnel à la porosité, mais également au diamètre des grains. La diminution du diamètre des grains entraîne une augmentation de porosité



pour les roches sédimentaires, ce qui peut faire décroître le paramètre  $\Lambda$ , et augmente l'effet des conductances de surface par rapport à la conductivité intergranulaire (Eq. 2.45).

La sensibilité à la fréquence n'apparaît qu'au-delà de  $10^7$  Hz pour la partie réelle, et  $10^4$  Hz pour la partie imaginaire, et ne provient que de la conductance électro-osmotique. Elle est due à l'écoulement du fluide généré par électro-osmose qui passe d'un régime visqueux à un régime inertiel.

La figure 2.11 représente les variations de la conductivité en fonction de la porosité pour différentes valeurs de concentration en sel. La fréquence de calcul utilisée est de 100 Hz. Cette figure montre que la conductivité varie de manière quasi-linéaire suivant la porosité (la conductivité est représentée en échelle logarithmique). A cette fréquence, la dépendance suivant la concentration en sel est dominée par la dépendance linéaire de la conductivité du fluide par rapport à  $C_0$  (Eq. 2.47).

### 2.5.4 Équations de Maxwell

Contrairement aux équations utilisées dans les modèles présentés par Frenkel (1944) et Neev & Yeatts (1989), Pride (1994) utilise la totalité des équations de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (\text{A51})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (\text{A52})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A53})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = Q. \quad (\text{A54})$$

Les équations ci-dessus sont complétées par les lois constitutives:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (\text{A55})$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}. \quad (\text{A56})$$

Dans ces équations,  $\mathbf{E}$  est le vecteur représentant le champ électrique,  $\mathbf{B}$  la densité de flux magnétique,  $\mathbf{H}$  le champ magnétique,  $\mathbf{D}$  le déplacement diélectrique,  $\mu_0$  la susceptibilité magnétique du vide et  $Q$  la densité des charges électriques de la couche adsorbée. La permittivité électrique du matériau poreux  $\epsilon$  est exprimée en fonction de la permittivité du vide  $\epsilon_0$ , de la permittivité relative du fluide  $\kappa_f$  et du solide  $\kappa_s$  par la relation:

$$\epsilon = \epsilon_0 \left[ \frac{\phi}{\alpha_\infty} (\kappa_f - \kappa_s) + \kappa_s \right]. \quad (\text{A57})$$

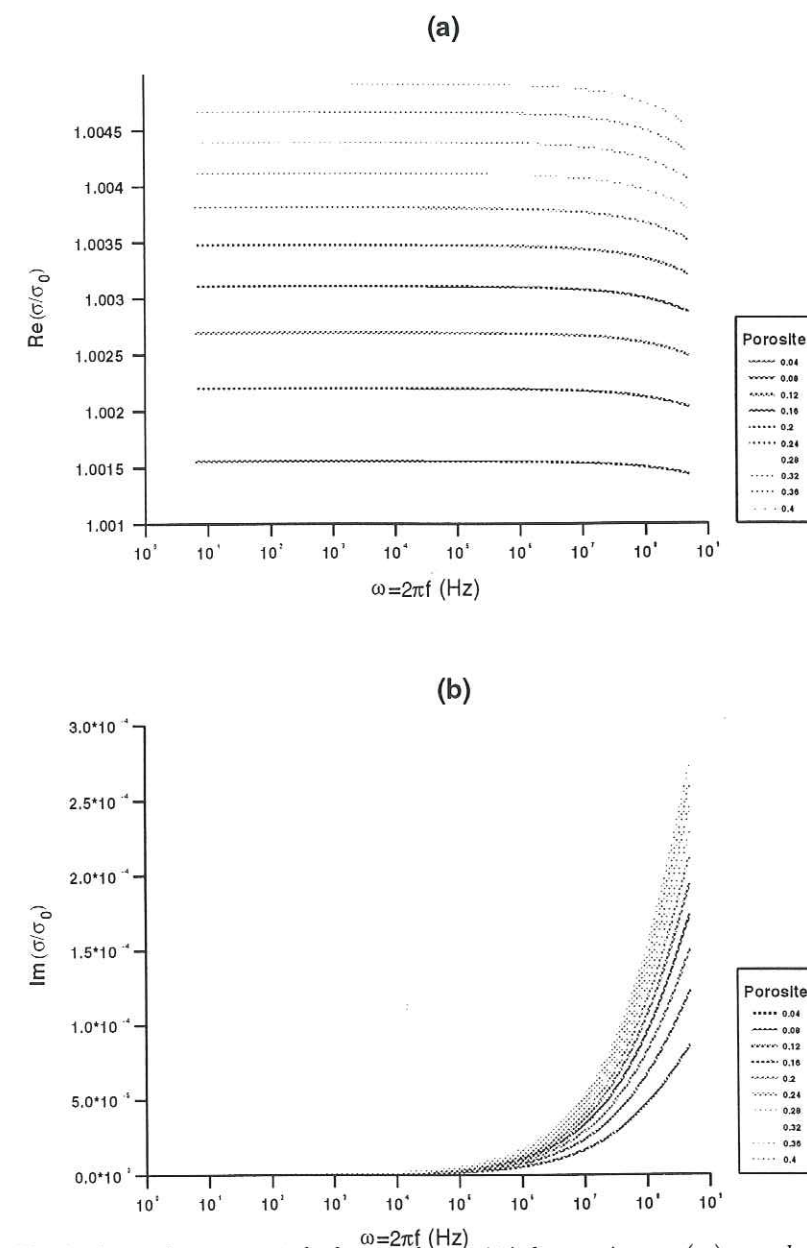


FIG. 2.11 – Variations du rapport de la conductivité dynamique  $\sigma(\omega)$  sur la conductivité statique  $\sigma_0$  en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de la porosité. (a) représente la partie réelle du rapport, (b) la partie imaginaire.

### 2.5.5 Hypothèses et limites du modèle

Pour obtenir ces équations, Pride (1994) a dû émettre certaines hypothèses.



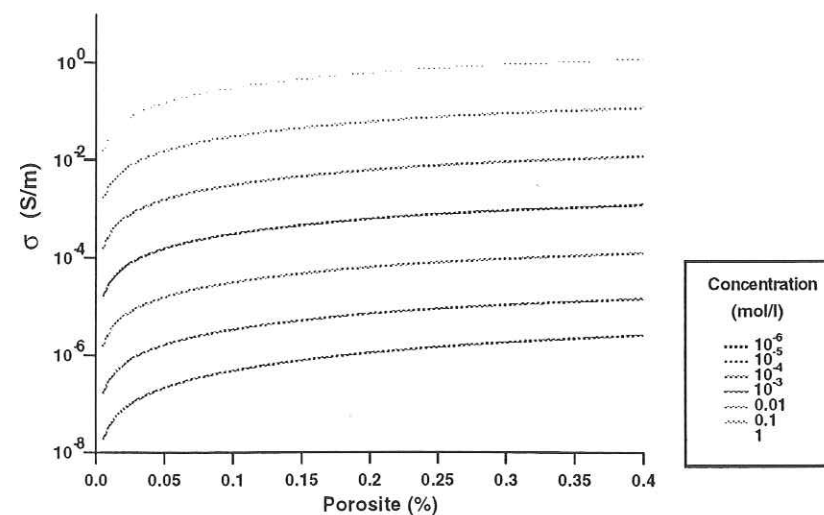


FIG. 2.12 – Variations de la conductivité  $\sigma(\omega)$  pour une fréquence de 100 Hz en fonction de la porosité et de la concentration en sel.

- Le milieu poreux est saturé en fluide, et est statistiquement isotrope.
- Seules les perturbations sismiques linéaires sont prises en compte (celles qui obéissent au principe de superposition).
- La matrice rocheuse est élastique et isotrope.
- La longueur d'onde est grande devant la dimension des grains (pas d'effets de diffraction des ondes par les grains individuels, ni de phénomènes de diffusion induite).
- Le processus est purement mécanique (pas de couplage thermomécanique).
- Le fluide saturant est considéré comme un liquide visqueux newtonien monophasique.
- Les concentrations en sel de l'électrolyte sont inférieures à 1 mol/l (les forces d'interaction électrostatiques entre les ions sont négligées devant les forces d'agitation thermique).
- Les courants générés par les forces de Lorentz sont négligeables par rapport aux courants d'électrofiltration et de conduction.

### 2.5.6 Caractérisation d'une couche

Dans le paragraphe où nous avons introduit les propriétés du milieu poreux, nous avons discuté des paramètres physiques entrant dans la description de la circulation des fluides, des propriétés électriques et de polarisation diélectrique (porosité, perméabilité, concentration en sels, tortuosité, permittivité électrique). Ce paragraphe présente rapidement les autres propriétés, principalement mécaniques, qui permettent de modéliser complètement les phénomènes sismo-

électriques dans un milieu poreux.

#### • Modules d'incompressibilité du solide $K_s$ et du fluide $K_f$ (Pa)

Les modules d'incompressibilité du solide et du fluide vont servir à calculer les coefficients définis par Biot (1956). Leurs valeurs ne dépendent que de la nature du solide et du fluide constituant le milieu poreux biphasique. Les valeurs du module  $K_f$  de certains fluides saturants sont fournies dans la table 2.5 ci-après; les valeurs de  $K_s$  sont présentées dans la table 2.6.

#### • Modules d'incompressibilité $K_{fr}$ et de cisaillement $G_{fr}$ du squelette (Pa)

Le module d'incompressibilité du squelette (lorsque le fluide est absent des pores) est déterminé soit expérimentalement, soit à l'aide d'expressions théoriques approximatives qui ne s'appliquent qu'à des géométries de pores ou de grains spécifiques, en général peu adaptées à des matériaux sédimentaires.

Il en est de même pour le module de cisaillement du squelette. On a pu déterminer que  $G_{fr}$  est de l'ordre de  $10^9$  à  $10^{10}$  Pa pour les roches sédimentaires consolidées, tandis que pour des sédiments peu consolidés (pressions différentielles inférieures à 1 MPa),  $G_{fr}$  est de l'ordre de  $10^8$  Pa.

Les modules d'incompressibilité et de cisaillement sont très sensibles aux effets de compaction et augmentent avec les gradients de pression. Comme leur valeur influence fortement les vitesses des ondes P et S, la démarche choisie pour estimer les modules du squelette est d'inverser les vitesses, puis de prendre en compte de manière empirique les effets de pression. Cette démarche sera détaillée dans le paragraphe suivant.

#### • Viscosité du fluide $\eta$ (Pa.s)

La viscosité du fluide saturant est un paramètre fondamental dans la théorie électrocinétique car il contrôle l'écoulement du fluide par rapport à la matrice rocheuse. Les valeurs de viscosité des principaux liquides et gaz sont relativement bien connues expérimentalement, et dépendent fortement de la température.

#### • Masse volumique du fluide $\rho_f$ et du solide $\rho_s$ (kg/m³)

De même, dans nos calculs, nous avons utilisé les valeurs de masse volumique de roches et de fluides saturants qui sont bien connues grâce à des mesures expérimentales.



### • Température ( $^{\circ}K$ )

A proximité de la surface, la température varie assez peu, alors que dans la croûte supérieure, on peut estimer que le gradient vertical  $dT/dz$  moyen varie entre 26.2 et 39.3  $^{\circ}K/km$ . Dans la subsurface, la température va surtout dépendre de la saison et de la lithologie rencontrée (la diffusivité thermique varie en fonction de la nature de la roche et du fluide traversé). En pratique, dans les applications numériques, la température sera considérée constante.

Pour terminer ce paragraphe, nous présentons les tables de valeurs de certaines propriétés de quelques fluides saturants, et de quelques matériaux pouvant constituer la partie solide de la roche considérée.

Liquide ou gaz	$K_f$ (GPa)	$\eta$ ( $10^{-3} Pa.s$ )	$\rho_f$ ( $10^3 kg/m^3$ )
Eau	2.27	1.0	1.0
Eau de mer	2.6	1.04	1.02
Huile	2.16	445	0.89
Méthane	0.022	0.015	0.1
Air	$1.5 \times 10^{-4}$	0.018	0.0012

TAB. 2.5 – Propriétés mécaniques de quelques liquides et gaz

Matériau	$K_s$ (GPa)	$\rho_s$ $10^3 kg/m^3$
Sables	35	2.65
Calcaires	35	2.65
Terre végétale	2.	2.2
Moraines	10	2.7
Molasse	36	3

TAB. 2.6 – Propriétés mécaniques de quelques matériaux solides

## 2.6 Propriétés des ondes en présence

Le caractère biphasique d'un milieu poreux introduit une dissipation que l'on doit prendre en compte. Le modèle de Biot (1956) prédit l'existence de 3 types d'ondes sismiques se propageant dans un tel milieu, à savoir deux ondes de compression, et une onde de cisaillement. Par rapport aux modèles utilisés pour décrire la propagation des ondes dans les milieux élastiques, l'existence d'une seconde onde de compression, dite onde lente, est nouvelle. Plona (1980) a réussi à mettre en évidence l'existence de cette onde lente grâce à des études expérimentales.

Les phénomènes électrocinétiques se rajoutent à la complexité des phénomènes sismiques, car on doit également prendre en compte la propagation des ondes électromagnétiques dans un tel

milieu. Les équations obtenues par Pride (1994) couplent l'aspect dynamique de la propagation des ondes sismiques dans un milieu poreux avec les équations dynamiques gouvernant la propagation des ondes électromagnétiques via des équations de transport qui rendent compte des phénomènes de couplages électrocinétique et électro-osmotique. C'est à partir de ces équations que nous avons pu adapter la méthode de réflectivité pour modéliser la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié plan (cf. chapitre 3). L'objet de ce paragraphe est d'entamer l'étude de la propagation des ondes dans un milieu poreux saturé en mettant l'accent sur les caractéristiques de dispersion et d'atténuation des ondes en présence.

### 2.6.1 Phénomènes d'atténuation et de dispersion des ondes sismiques dans les roches poreuses

Les roches saturées en fluide présentent des effets d'atténuation et de dispersion des vitesses qui ne sont pas observés dans des roches sèches. Ces effets sont attribués à la nature complexe de la structure de fissuration ou de la structure de pore des roches, et au comportement des fluides s'écoulant à l'intérieur de la structure poreuse.

Plusieurs mécanismes ont été identifiés comme contribuant à l'atténuation et à la dispersion des ondes, chacun pouvant être prédominant en fonction de certaines conditions en fréquence, en saturation, ou en amplitude de déformation. Dans les roches poreuses homogènes, les effets d'atténuation et de dispersion sont dominés par les interactions visqueuses entre le fluide et le solide. Dans un milieu hétérogène, les effets de diffraction peuvent générer des effets dispersifs et des pertes d'énergies significatifs (pas d'absorption). Les phénomènes d'atténuation et de dispersion sont reliés physiquement, l'un entraînant l'autre. Une présentation de ces mécanismes est donnée par la suite.

#### • Friction

On a longtemps pensé que le glissement frictionnel entre les grains générerait une atténuation significative des mouvements sismiques dans les roches, mais qu'elle était indépendante de la fréquence et n'engendrait pas de phénomènes dispersifs. Ceci était en accord avec des mesures expérimentales effectuées sur des roches saturées dans une gamme limitée en fréquence (Johnston & Toksöz, 1980). D'autres études (Winkler & Nur, 1982) ont montré que les mécanismes de friction génèrent des effets d'atténuation qui dépendent de la fréquence, ainsi que des effets de dispersion. Ces études ont montré également que ce phénomène n'était significatif que lorsque les amplitudes des déformations sont importantes ( $\geq 10^{-6}$ ). Ainsi, ce mécanisme influe fortement sur les amplitudes des ondes dans le champ proche des sources sismiques.



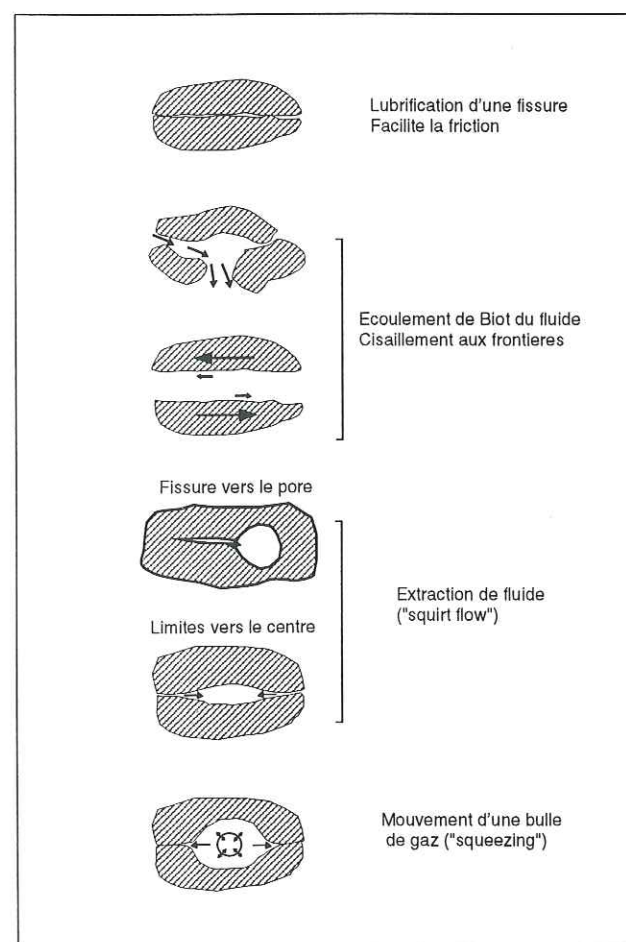


FIG. 2.13 – Illustration schématique de certains mécanismes d'atténuation pour des roches saturées ou partiellement saturées (d'après Johnston et al., 1979).

#### • Diffraction

La diffraction des ondes sismiques devient importante lorsque la taille caractéristique des hétérogénéités est inférieure ou égale à la longueur d'onde des ondes incidentes. L'énergie diffractée n'est pas absorbée par les roches sous forme de chaleur, mais elle est répartie dans le temps par des trajets multiples. La diffraction réduit la vitesse du signal sismique lorsque la fréquence augmente. Dans un milieu poreux, les points diffractants sont les pores et les grains individuels des roches. Ce mécanisme d'atténuation s'observe surtout lorsque les contraintes effectives sont

fortes.

#### • Mouvement relatif fluide/solide (macroscopique)

La théorie de Biot (1956 a,b) montre que lorsqu'une perturbation extérieure génère une accélération de la matrice solide, la réponse du fluide sera différée par son écoulement visqueux. Ceci provoque une dissipation visqueuse de l'énergie sismique.

Pour la plupart des roches saturées en eau, la fréquence critique où l'atténuation et la dispersion sont maximales est de l'ordre de 100 KHz, mais pour les sables et les sédiments peu consolidés, cette fréquence peut être du même ordre de grandeur que les fréquences sismiques si la perméabilité est très forte et la compaction faible. Lorsque les fréquences des ondes qui se propagent sont inférieures à cette fréquence critique, les phénomènes dissipatifs sont dus aux forces visqueuses. L'onde lente de Biot, dont les propriétés sont dominées par le caractère visqueux du fluide, se manifeste dans le domaine des basses fréquences par ses propriétés diffusives. Il faut en tenir compte notamment lorsque l'on estime par diagraphie la perméabilité en utilisant les ondes de Stoneley.

#### • Mouvement fluide local (microscopique)

Les mouvements microscopiques du fluide qui ne sont pas cohérents sur plusieurs échelles macroscopiques sont sources d'atténuation et de dispersion. Si l'espace poreux est très hétérogène, des régions seront plutôt accommodantes d'un point de vue mécanique, et d'autres plus rigides. Le fluide peut ainsi être expulsé des contacts de grains vers d'autres pores, ou échangé entre des fissures adjacentes qui ont des orientations différentes en fonction des contraintes générées localement par le passage d'une onde. Ce mécanisme nommé "squirt flow" dans la littérature anglo-saxonne prédit que l'absorption et la dispersion vont être fonction du produit de la fréquence par la viscosité.

#### 2.6.2 Expression des lenteurs

Pride & Haartsen (1996) ont obtenu les formules analytiques des lenteurs des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux saturé homogène et isotrope. Leurs calculs supposent que les déformations sont très faibles ( $\leq 10^{-6}$ ) et que les phénomènes de diffraction par les pores ou les grains individuels sont négligeables.

En théorie, la formulation du problème permet de prendre en compte les phénomènes microscopiques d'extraction de fluide aux contacts de grains ou vers des fissures privilégiées, et les associer aux pertes visqueuses. Ce phénomène pourrait être formulé par la partie complexe des



modules du squelette. De même, les pertes dues aux effets du mouvement relatif fluide/solide (pertes de Biot) sont prises en compte par l'intermédiaire du coefficient inertiel  $\tilde{\rho}$ , défini ci-après.

Le rapport de force entre ces deux mécanismes d'atténuation dépend de la pression différentielle: pour de faibles pressions, lorsque les micro-fissures sont ouvertes, les effets d'extraction dominant les pertes de Biot (Mochizuki, 1982). Par contre, l'augmentation de la pression différentielle génère la fermeture progressive des fissures, rigidifiant ainsi l'espace jusqu'à un point où les pertes de Biot vont dominer l'atténuation. Ceci est corroboré par la compilation de données fournies par Bourbié *et al.* (1986) montrant que l'atténuation diminue vers une valeur stable lorsque la pression différentielle augmente.

En pratique, nous ne prendrons pas en compte la partie imaginaire des modules du squelette, car des travaux sur ce sujet doivent encore être menés avant d'avoir des expressions théoriques fiables. Ceci implique que nous ne prenons pas en compte l'atténuation et la dispersion générées par les mécanismes d'extraction de fluides ("squirt flow").

Les expressions des lenteurs qui ont été obtenues par Pride & Haartsen (1996) dans un milieu homogène: sont les suivantes:

$$2s_{pf}^2 = \gamma - \left\{ \gamma^2 - \frac{4\tilde{\rho}\rho}{MH - C^2} \left( \frac{\rho_t}{\rho} + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) \right\}^{1/2} \quad (A58)$$

$$2s_{ps}^2 = \gamma + \left\{ \gamma^2 - \frac{4\tilde{\rho}\rho}{MH - C^2} \left( \frac{\rho_t}{\rho} + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) \right\}^{1/2} \quad (A59)$$

$$2s_s^2 = \frac{\rho_t}{G} + \mu\tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) + \left\{ \left[ \frac{\rho_t}{G} - \mu\tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) \right]^2 - 4\mu \frac{\rho_f^2 L^2}{G} \right\}^{1/2} \quad (A60)$$

$$2s_{em}^2 = \frac{\rho_t}{G} + \mu\tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) - \left\{ \left[ \frac{\rho_t}{G} - \mu\tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) \right]^2 - 4\mu \frac{\rho_f^2 L^2}{G} \right\}^{1/2} \quad (A61)$$

où  $s_{pf}$  représente la lenteur complexe de l'onde de compression rapide,  $s_{ps}$  celle de l'onde de compression lente,  $s_s$  celle de l'onde de cisaillement, et  $s_{em}$  celle de l'onde électromagnétique.

Dans ces équations,  $\rho_t$  est la densité complexe,  $\rho$  la densité du matériau poreux, et  $\tilde{\rho}$  représente la densité effective du fluide lorsqu'il est en mouvement relatif (coefficient inertiel). Ces paramètres sont définis par les relations:

$$\rho = \phi\rho_f + (1 - \phi)\rho_s \quad (A62)$$

$$\rho_t = \rho - \rho_f^2 / \tilde{\rho} \quad (A63)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{i}{\omega} \frac{\eta}{k(\omega)} \quad (A64)$$

où  $\rho_f$  et  $\rho_s$  sont respectivement les densités de masse du fluide saturant et celle du solide constituant la matrice rocheuse du milieu biphasique.

La partie imaginaire du terme  $\tilde{\rho}$  prend en compte le mécanisme de perte d'énergie dû aux mouvements relatifs du fluide par rapport au solide (pertes de Biot).

Le terme  $\tilde{\epsilon}$  représente la permittivité électrique effective du milieu poreux continu, tel que si  $\epsilon$  est la permittivité électrique du matériau poreux, on a:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + \frac{i}{\omega} \sigma(\omega) - \tilde{\rho}(\omega) L^2(\omega). \quad (A65)$$

Il englobe les courants de déplacements, les courants de conduction, ainsi que les courants électro-osmotiques du second ordre. Les pertes significatives des ondes électromagnétiques sont dues aux courants de conduction qui transforment une partie de l'énergie en chaleur.

Pour simplifier l'écriture des lenteurs complexes, on utilise le terme  $\gamma$ , tel que:

$$\gamma = \frac{\rho M + \tilde{\rho} H \left( 1 + \frac{\tilde{\rho} L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) - 2\rho_f C}{HM - C^2}. \quad (A66)$$

On pourra noter que si l'on néglige les couplages électrocinétiques ( $L = 0$ ), on retrouve exactement les expressions des vitesses des ondes élastiques obtenues par Biot (1956).

La vitesse  $v_\xi$  de chaque type d'onde  $\xi$ , et son coefficient d'atténuation  $\alpha_\xi$  sont déduits de la lenteur  $s_\xi$  par les formules suivantes:

$$v_\xi(\omega) = 1/\text{Re}\{s_\xi(\omega)\} \quad (A67)$$

$$\alpha_\xi(\omega) = \omega \text{Im}\{s_\xi(\omega)\}. \quad (A68)$$

Le facteur de qualité  $Q_\xi(\omega)$  est relié au coefficient d'atténuation  $\alpha_\xi$  et à la vitesse de phase  $v_\xi$  par la relation:

$$Q_\xi(\omega) = \frac{\pi\omega}{\alpha_\xi(\omega)v_\xi(\omega)}. \quad (A69)$$



### 2.6.3 Sensibilité des vitesses

Les expressions analytiques des lenteurs complexes permettent d'étudier la sensibilité des vitesses par rapport aux paramètres caractérisant le milieu poreux. La table 2.7 donne les ordres de grandeur des vitesses pour différentes roches.

Pour les matériaux purement élastiques, les vitesses sismiques ne dépendent que des paramètres

Nature des terrains	Vitesse P (m/s)	Vitesse S (m/s)	Masse volumique (g/cm <sup>3</sup> )	Densité du cristal constitutif (g/cm <sup>3</sup> )
Éboulis, terre végétale	300-700	100-300	1,7-2,4	/
Sables secs	400-1200	100-500	1,5-1,7	Quartz 2,65
Sables humides	1500-2000	400-600	1,9-2,1	Quartz 2,65
Argiles saturées	1100-2500	200-800	2,0-2,4	/
Marnes	2000-3000	750-1500	2,1-2,6	/
Série argilo-gréseuse saturée	1500-2200	500-750	2,1-2,4	/
Grès poreux saturés	2000-3500	800-1800	2,1-2,4	Quartz 2,65
Calcaires	3500-6000	2000-3300	2,4-2,7	Calcilte 2,71
Craie	2300-2600	1100-1300	1,8-2,3	Calcite 2,71
Sel	4500-5500	2500-3100	2,1-2,3	Halite 2,1
Anhydrite	4000-5500	2200-3100	2,9-3	/
Dolomie	3500-6500	1900-3600	2,5-2,9	(Ca,Mg)CO <sub>3</sub> 2,8-2,99
Granite	4500-6000	2500-3300	2,5-2,7	/
Basalte	5000-6000	2800-3400	2,7-3,1	/
Gneiss	4400-5200	2700-3200	2,5-2,7	/
Charbon	2200-2700	1000-1400	1,3-1,8	/
Eau	1450-1500	/	1	/
Glacé	3400-3800	1700-1900	0,9	/
Huile	1200-1250	/	0,6-0,9	/

TAB. 2.7 – Ordre de grandeur des vitesses de propagation des ondes P et S et des masses volumiques des roches, d'après Bourbié et al. (1986)

de Lamé et de la densité du solide. Dans le cas d'un milieu poreux, le nombre de paramètres est nettement plus important.

#### • Dépendance suivant les modules d'incompressibilité et de cisaillement du squelette.

On peut caractériser la plupart des paramètres macroscopiques définissant un milieu poreux à l'aide de lois théoriques ou de mesures empiriques. Les modules du squelette sont une exception et ne sont pas évident à obtenir. Des relations empiriques ont été proposées par Hamilton (1971) pour des sédiments marins. Ces relations montrent notamment la variation du module

de cisaillement du squelette en fonction de la taille des grains et de la porosité des sédiments. Gregory (1976) a donné les variations du module d'incompressibilité du squelette en fonction de la porosité pour des sédiments consolidés, et a analysé les effets de la saturation. Murphy *et al.* (1993) ont compilé des données de laboratoire obtenues sur des échantillons de grès, et ont mis en évidence d'une manière empirique la variation des deux modules du squelette en fonction de la porosité.

Pour nos calculs de modélisation, au vu du manque de diversité des échantillons analysés, notre approche a consisté à inverser simultanément les vitesses des ondes P et S afin d'obtenir des valeurs approximatives des modules du squelette, puis lorsque cela était possible, de confronter ces valeurs à celles mesurées expérimentalement.

Pour illustrer cette démarche, nous allons prendre l'exemple de grès saturé par de l'eau, dont Murphy *et al.* (1993) donnent les valeurs des modules du squelette en fonction de la porosité. Les figures 2.14a et 2.14b montrent la dépendance des vitesses des ondes P (a) et S (b) en fonction de  $K_{fr}$  et  $G_{fr}$  (définis dans les équations 2.26 et 2.29). Tous les autres paramètres du calcul sont décrits dans la table 2.8. Ces calculs ont été effectués pour une fréquence de 100 Hz.

$\phi$ (%)	$k_0$ (m <sup>2</sup> )	$k_s$ (GPa)	$k_f$ (GPa)	$\eta$ (Pa.s)	$\rho_s$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_f$ (Kg/m <sup>3</sup> )	C (mol/l)	T K	$\kappa_f$	$\kappa_s$	$\alpha_\infty$
0.2	10 <sup>-13</sup>	36	2.27	10 <sup>-3</sup>	2.710 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>-3</sup>	298	80	4	3

TAB. 2.8 – Propriétés utilisées pour caractériser une couche de grès saturée par de l'eau peu salée.

On observe sur la figure 2.14 des variations relativement importantes de la vitesse des ondes P en fonction des deux modules  $K_{fr}$  et  $G_{fr}$  (a), tandis que la vitesse des ondes S a des variations tout aussi importantes, mais uniquement en fonction du module de cisaillement du squelette  $G_{fr}$ . Dans les deux cas, un accroissement de  $K_{fr}$  et  $G_{fr}$  pour les ondes P, ou simplement de  $G_{fr}$  pour les ondes S, provoque une augmentation des vitesses. Ceci traduit les effets de compaction sur une roche, où l'espace devient plus rigide lorsque la pression de confinement augmente.

L'estimation des modules de rigidité est effectuée à l'aide de l'estimation des vitesses des ondes P et S dans les grès saturés présentés dans la table 2.7.

Les vitesses peuvent varier de 800 à 1800 m/s pour les ondes S, et de 2000 à 3500 m/s pour les ondes P. Ces données, ainsi que les courbes de variations des vitesses des ondes en fonction des modules du squelette permettent une estimation de ces modules, à savoir:  $2 \text{ GPa} \leq G_{fr} \leq 10$



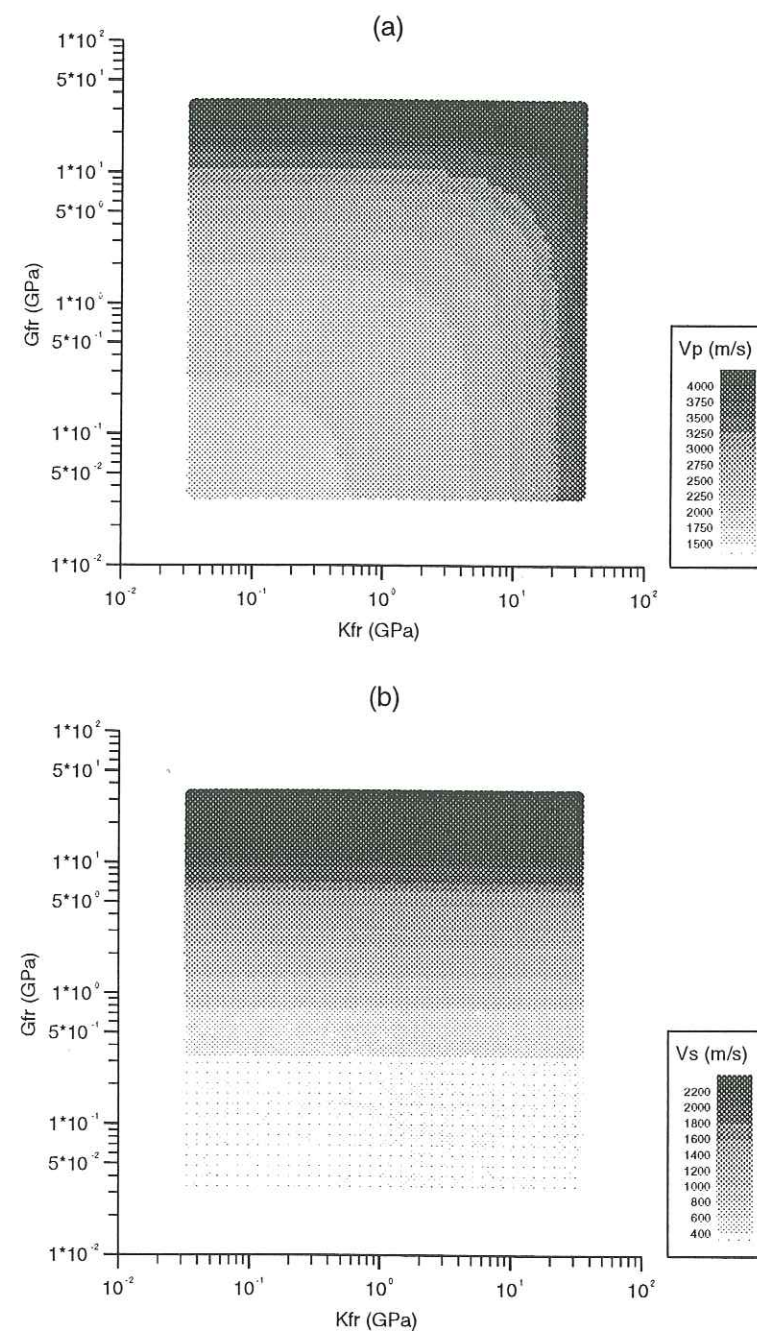


FIG. 2.14 – Variations de la vitesse en fonction des modules d'incompressibilité et de cisaillement du squelette solide. (a) Ondes P. (b) Ondes S.

$GPa$  et  $5 GPa \leq K_{fr} \leq 20 GPa$ . Il est évident qu'il ne s'agit que de résultats approximatifs compte tenu de l'incertitude sur les vitesses, incertitude qui pourra être améliorée lorsque l'on voudra établir des modèles pour retrouver les données de terrain, en mesurant plus précisément les vitesses des ondes.

Ces résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus sur échantillons de grès par Murphy *et al.* (1993). Ils obtiennent de manière empirique les relations:

$$K_{fr}(GPa) = 38.18 [1 - 3.39\phi + 1.95\phi^2] \quad (A70)$$

$$G_{fr}(GPa) = 42.65 [1 - 3.48\phi + 2.19\phi^2] \quad (A71)$$

en fonction de la porosité  $\phi$ , lorsque  $\phi \leq 0.35$ .

Pour  $\phi = 0.2$  on obtient avec ces relations  $K_{fr} = 15.3 GPa$  et  $G_{fr} = 16.7 GPa$ , valeurs relativement proches de celles obtenues par inversion des vitesses des ondes.

Murphy *et al.* (1993) ont également démontré que dans le cas de contact entre grains de quartz, la valeur du rapport  $K_{fr}/G_{fr}$  était constante, indépendante de la porosité, et égale à 0.9.

#### • Effet de la porosité et du fluide saturant

La figure 2.15 montre le rapport  $V_P/V_S$  pour une couche de grès saturée en fonction de la porosité pour 3 types de fluides (eau, huile, méthane). Nous avons utilisé les relations empiriques exprimant les valeurs des modules du squelette en fonction de la porosité (Eq. 2.68 et 2.69 de Murphy *et al.*). On retrouve ainsi exactement les résultats de laboratoire et les prédictions de Biot-Gassmann discutées par Murphy *et al.* (1993). Les différences du rapport des vitesses suivant la nature du fluide saturant dépendent principalement du module d'incompressibilité du fluide. Ainsi, une estimation de ce rapport par des diagraphies dans des puits de forage pourrait permettre de prédire la nature du fluide saturant le grès.

Il faut également noter que la viscosité du fluide (donc la température) va également influencer sur les vitesses (Bourbié *et al.* (1986).

#### • Dispersion des vitesses

A partir des formules des lenteurs (Eq. 2.56 à 2.59), nous avons présenté sur la figure 2.16



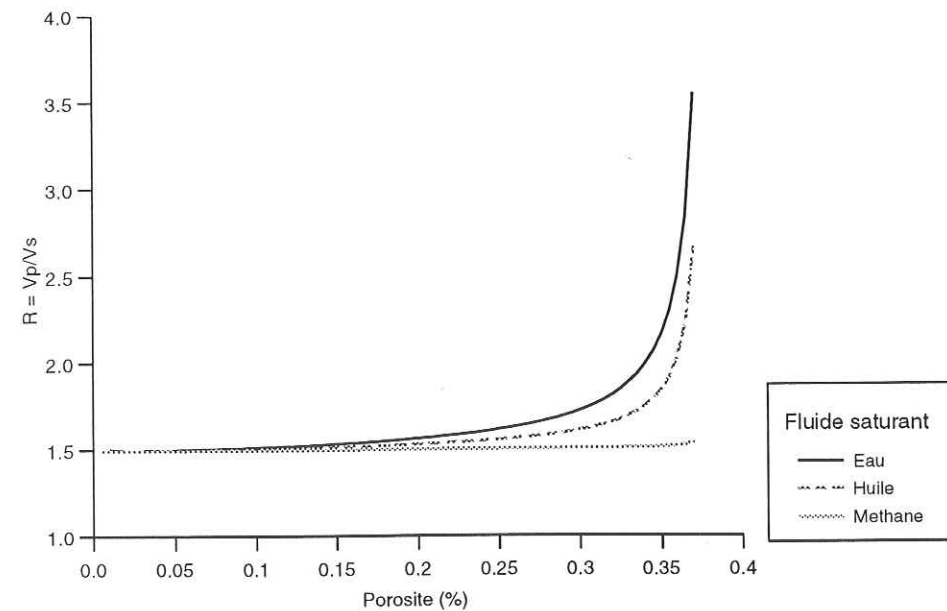


FIG. 2.15 - Variations numériques du rapport  $V_p/V_s$  en fonction de la porosité pour différents fluides saturants. Ces résultats ont été obtenus en calculant les propriétés d'une couche de grès à une fréquence de 100 Hz.

les courbes de dispersion des vitesses sismiques et électromagnétiques sur une large gamme de fréquences. Pour cela, nous avons représenté le rapport  $v_\xi(\omega)/v_\xi(1)$ ,  $v_\xi(1)$  étant la vitesse de l'onde  $\xi$  à la fréquence de 1 Hz. Ces calculs ont été effectués en prenant les caractéristiques d'une couche de grès de porosité égale à 20%.

Cette figure montre que toutes les ondes sont dispersives dans le milieu poreux: leurs vitesses augmentent avec la fréquence. Néanmoins, les ondes S et  $P_f$  sont très peu dispersives, notamment dans la gamme des fréquences sismiques. La dispersion résulte du mouvement relatif du fluide par rapport au solide.

La figure 2.17 montre les courbes de dispersion des ondes électromagnétiques pour différentes valeurs de porosité. Plusieurs observations se dégagent de ces courbes. Tout d'abord, lorsque la porosité est très faible (0.01 %), la courbe de dispersion est identique à celle présentée par Katsube & Collett (1974). On observe également qu'aux fréquences plus élevées ( $10^6 - 10^7$  Hz), les vitesses deviennent constantes, et égales à  $v_l$ . Les calculs montrent que la relation  $v_l = c/\sqrt{\kappa}$  où  $c$  est la vitesse des ondes dans le vide, et  $\kappa$  la permittivité électrique du milieu poreux est

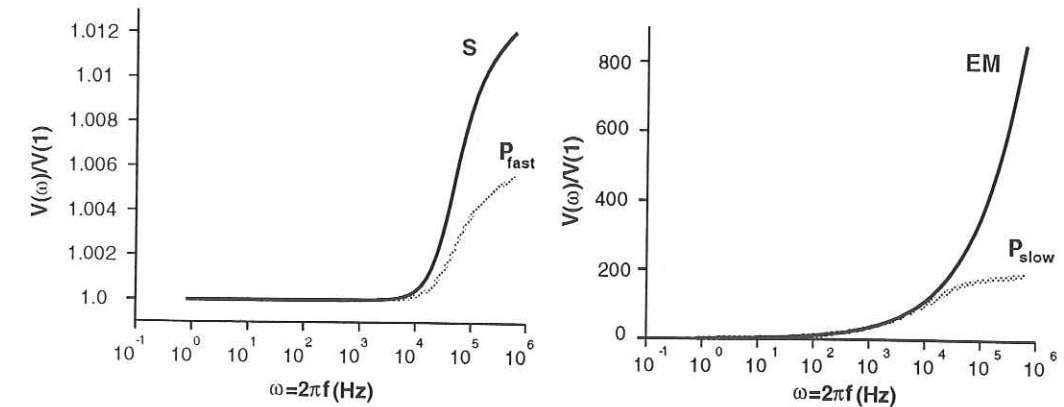


FIG. 2.16 - Étude de la dispersion des ondes en fonction de la fréquence pour une couche de grès.

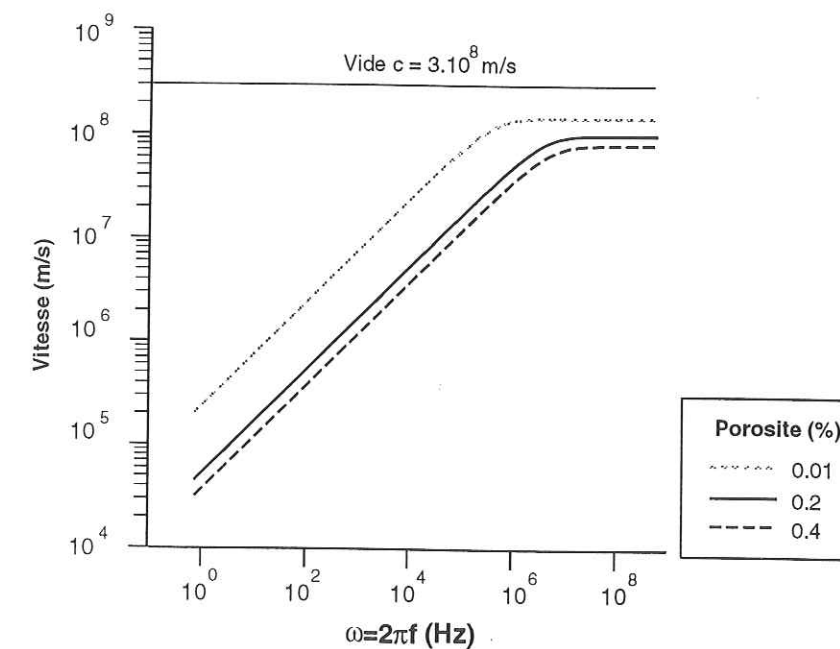


FIG. 2.17 - Étude de la dispersion des ondes électromagnétiques en fonction de la fréquence pour une couche de grès, pour 3 valeurs de porosité.

vérifiée. La permittivité diélectrique d'un milieu poreux est définie par la relation:

$$\kappa = \left( \frac{\phi}{\alpha_\infty} [\kappa_f - \kappa_s] + \kappa_s \right). \quad (\text{A72})$$



La décroissance de la vitesse lorsque les fréquences sont inférieures à  $10^6 - 10^7$  Hz est due aux phénomènes dissipatifs. En effet, deux régimes fréquentiels peuvent être distingués pour les ondes électromagnétiques: d'une part un régime haute fréquence, propagatif, dans lequel les courants de déplacement prédominent, et d'autre part, un régime basse fréquence, diffusif et fortement dispersif, dans lequel dominent les courants de conduction.

Le régime propagatif est utilisé pour la prospection radar, car les mesures électromagnétiques peuvent alors être utilisées pour exploiter les échos radar et imager les réflecteurs (qui sont des contrastes de constante diélectrique, et donc de vitesse). Cependant, la dissipation ohmique limite considérablement le pouvoir de pénétration des hautes fréquences.

Le régime intermédiaire où ni les courants de déplacement, ni les courants de conduction ne peuvent être négligés est plus compliqué. Le point de transition entre ces deux modes est spécifié par la condition  $\sigma/(\omega\epsilon) = 1$ . Comme les propriétés diélectriques et de conduction varient toutes les deux avec la porosité, le point de transition est également sensible à la porosité. En fait, dans notre cas, les courants de conduction sont plus fortement affectés par une baisse de la porosité, ce qui explique pourquoi la fréquence de transition diminue lorsque la porosité diminue.

Gibert & Virieux (1991) ont montré que les signaux électromagnétiques dans leur mode diffusif pouvaient être convertis en ondes par une procédure similaire à la déconvolution, et ont réussi à localiser des réflecteurs. Par la suite, Gibert *et al.* (1994) ont montré que l'imagerie par réflectivité électromagnétique dans un contexte diffusif était possible en utilisant une paramétrisation du problème inverse non-linéaire.

#### 2.6.4 Atténuation

Les expressions analytiques des lenteurs permettent de calculer le coefficient d'atténuation intrinsèque  $\alpha_\xi$  pour chaque type d'onde dans le milieu poreux, ainsi que le facteur de qualité  $Q_\xi$ , à partir de la théorie générale de propagation des ondes dans le milieu poreux. Ceci constitue un avantage par rapport au cas élastique, où l'atténuation et la dispersion des ondes sont introduites par des lois théoriques approximatives. L'utilisation des expressions analytiques (2.56 à 2.59) et (2.65 à 2.67) permet de retrouver des résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs, ce qui valide ces formules.

##### • Dépendance en fréquence

La figure 2.18 représente pour chacune des ondes en présence la variation du facteur de qualité en fonction de la fréquence pour une couche de sable. Les calculs ont été effectués pour différentes valeurs de porosité et de perméabilité. Les résultats pour les ondes  $P_f$ ,  $P_s$ , et  $S$  sont conformes à ceux présentés par Géli (1985, p 97). Le facteur de qualité dépend de la nature de l'écoulement

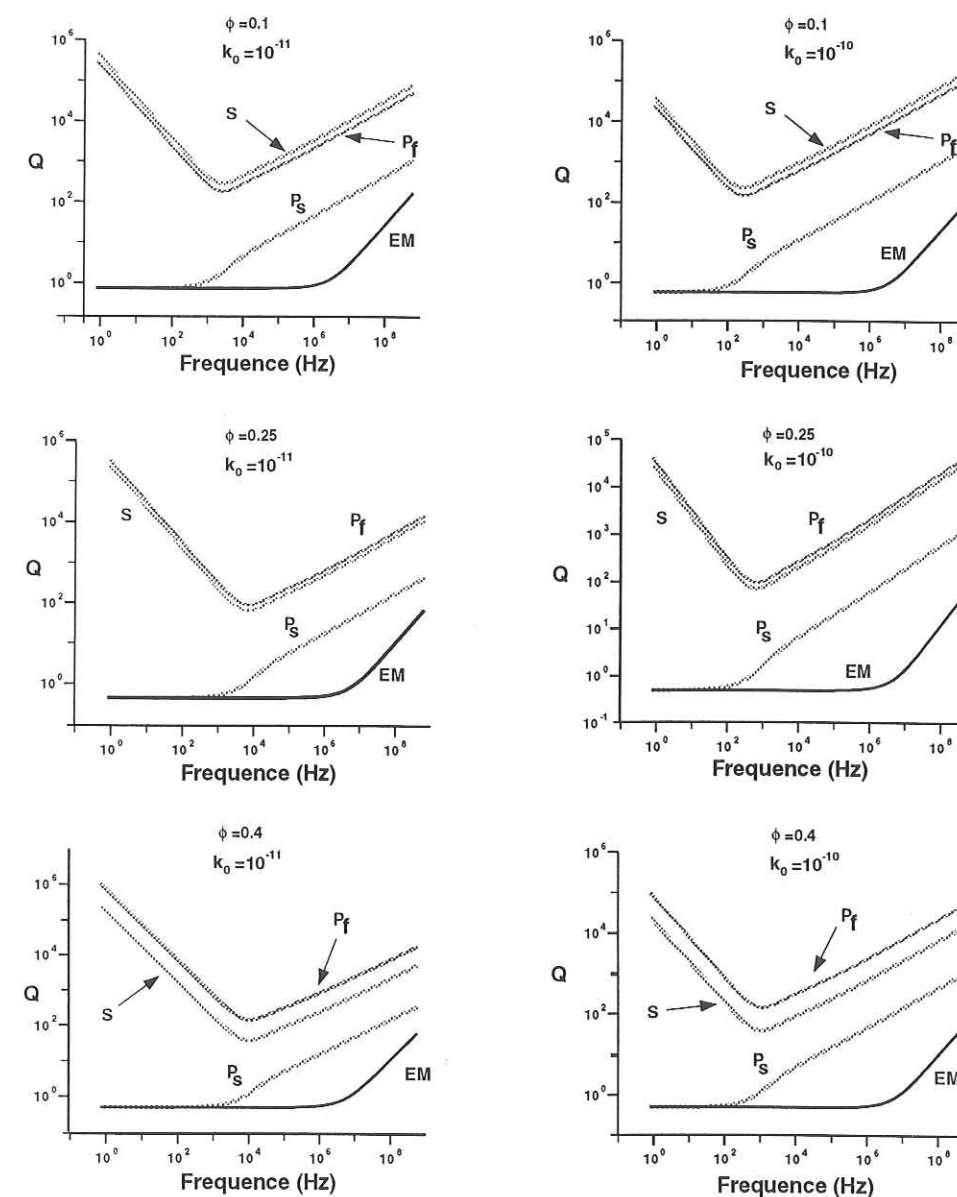


FIG. 2.18 – Étude du facteur de qualité pour les ondes  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S$ , et  $EM$  en fonction de la fréquence. Les calculs ont été effectués pour une couche de sable, avec des porosités de 0.1, 0.25 et 0.4, et des perméabilités de  $10^{-11}$  et  $10^{-10} \text{ m}^2$ .



de fluide, et présente deux comportements différents.

Pour les ondes  $P_f$  et  $S$ , lorsque l'écoulement du fluide est visqueux ( $f \leq \omega_t$ ), le facteur de qualité  $Q$  varie en  $\omega_t/f$  alors que pour l'écoulement inertiel ( $f \geq \omega_t$ ),  $Q$  augmente avec la fréquence suivant une variation en  $(f/\omega_t)^{1/2}$ ,  $\omega_t$  étant la fréquence critique définie par l'équation (2.37).  $Q$  est minimal lorsque les pertes d'énergie sont maximales, c'est à dire à la fréquence de transition entre les deux écoulements. Cette fréquence critique varie en fonction de la porosité et de la perméabilité.

Pour l'onde  $P$  lente ( $P_s$ ), les parties réelles et imaginaires de la vitesse sont comparables lorsque ( $f \leq \omega_t$ ) et le facteur de qualité reste constant. Puis, les phénomènes dispersifs entraînent une augmentation de  $Q$  avec la fréquence suivant une loi en  $(f/\omega_t)^{1/2}$ .

Le régime diffusif de l'onde électromagnétique à basse fréquence est caractérisé par un facteur de qualité très faible et constant. A l'inverse, dans le régime propagatif à haute fréquence,  $Q$  augmente rapidement car l'atténuation devient plus faible. La fréquence de transition correspond à la fréquence pour laquelle les courants de conduction et les courants de déplacement s'équilibrent. Cette fréquence dépend de la porosité.

La porosité et la perméabilité modifient seulement la valeur de la fréquence de transition (Eq. 2.37), ce qui explique la similarité des courbes présentées sur la figure 2.18. Néanmoins, on constate que l'atténuation due à l'écoulement relatif du fluide par rapport à la matrice rocheuse varie fortement pour les ondes  $S$  lorsque la porosité augmente.

#### • Effet des conversions sismo-électriques

Dans un milieu poreux, l'atténuation des ondes est légèrement sensible aux phénomènes électrocinétiques. Pour évaluer l'importance de cet effet, nous avons calculé pour chaque onde en présence le rapport des coefficients d'atténuation obtenus en négligeant ou pas les effets électrocinétiques ( $L \neq 0$  et  $L = 0$ ), en fonction de la concentration en ions du fluide. Les calculs ont été effectués pour une couche de sable à la fréquence de 100 Hz. Pride & Haartsen (1996) avaient déjà effectué ces calculs en considérant une couche de grès consolidée, de perméabilité de 10 mD. Nos calculs confirment leurs résultats et nous reprenons les interprétations fournies par ces auteurs.

On observe sur la figure 2.19 que les effets électrocinétiques tendent à réduire l'atténuation des ondes  $P_f$  et à augmenter celle des ondes  $P_s$  (onde lente de Biot). De plus, l'importance de cet effet dépend fortement de la concentration en sels du fluide saturant.

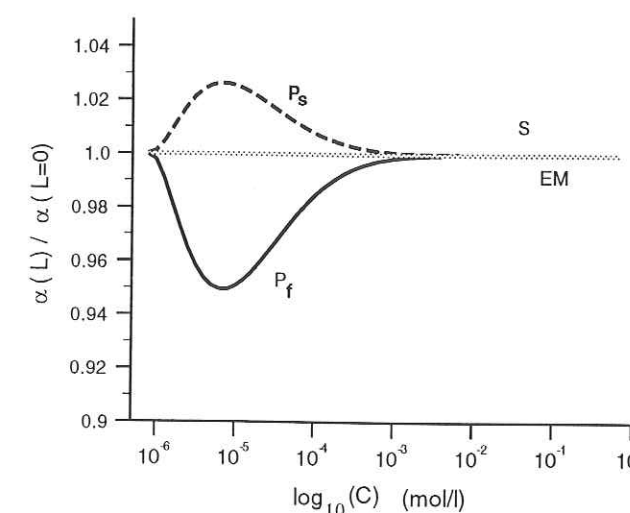


FIG. 2.19 – Influence du coefficient de couplage sur le coefficient d'atténuation en fonction de la concentration en sel.

Pour comprendre ces observations, il faut rappeler les mécanismes d'électrofiltration dans les milieux poreux. Les ondes  $P_f$  créent un gradient de pression fluide qui génère un écoulement relatif du fluide, lui-même entraînant avec lui les ions en excès de la partie diffuse de la double couche couche électrique. Les zones de compression du squelette et du fluide étant en phase, l'accumulation de cations correspond aux zones où la pression fluide est faible, tandis qu'il y a raréfaction de cations dans les zones où la pression fluide est forte. Le courant ainsi créé ("streaming current") se traduit par une séparation de charges donnant naissance à un champ électrique. Ce champ entraîne un courant de conduction qui s'oppose au courant d'électrofiltration, et agit ainsi comme une force qui s'oppose au gradient de pression, réduisant ainsi la quantité de l'écoulement relatif. C'est pourquoi, pour l'onde  $P_f$ , les effets électrocinétiques réduisent les pertes d'énergies dues à l'écoulement relatif visqueux du fluide (pertes de Biot).

Pour l'onde  $P_s$  (onde lente), la différence provient du fait que la compression du squelette et celle du fluide sont déphasées. Ainsi, les gradients de pression fluide génèrent un écoulement relatif du fluide qui réduit la séparation de charge. Le champ électrique créé par l'onde  $P$  lente agit comme une force qui augmente la quantité de l'écoulement relatif. Par conséquent, pour l'onde  $P_s$ , les effets électrocinétiques tendent à augmenter l'atténuation due à l'écoulement visqueux du fluide.

La sensibilité par rapport à la concentration en ions peut être expliquée par le fait que la valeur de la séparation de charge finale est contrôlée par le rapport d'amplitude entre les cou-



rants d'électrofiltration et les courants de conduction, c'est à dire par l'importance relative des propriétés électrocinétiques et de la conductivité du milieu traversé par les ondes en présence. L'augmentation de la conductivité avec la concentration en sels diminue l'importance relative des effets électrocinétiques. Lorsque les concentrations en sels diminuent vers des valeurs très faibles (dans notre exemple, entre  $10^{-5}$  et  $10^{-6}$  moles par litre), les conductances de surface deviennent prédominantes (notamment la conductance électro-osmotique), et tendent à diminuer le mouvement relatif, et donc la séparation de charges.

Cette figure montre également que les effets électrocinétiques n'ont aucune influence sur l'atténuation des ondes S. Ceci s'explique par le fait que pour les ondes S, le champ électrique est généré par induction, et est trop faible pour modifier d'une manière significative le mouvement relatif du fluide dans le milieu poreux.

## 2.7 Conclusion

Nous avons présenté les mécanismes de couplage entre énergies sismiques et électromagnétiques, en décrivant plus particulièrement les phénomènes électrocinétiques. Nous avons introduit également les équations gouvernant la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques en milieu poreux, en étudiant les caractéristiques des paramètres entrant en jeu, et en rappelant la théorie de Biot, et la théorie de l'homogénéisation pour les milieux poreux. Les mécanismes de couplage donnent naissance à 4 types d'ondes: ondes de compression-dilatation (onde  $P_f$  rapide et onde  $P_s$ , dite onde lente de Biot), onde de cisaillement  $S$ , et ondes électromagnétiques. Les expressions analytiques des lenteurs nous ont permis d'étudier certaines caractéristiques des vitesses et les mécanismes d'atténuation et de dispersion des ondes suivant la fréquence et la nature du fluide saturant. Ces études ont montré que de nombreuses propriétés découlent du caractère visqueux ou inertiel du fluide saturant. Dans la gamme des fréquences sismiques, l'écoulement sera de type visqueux pour la majorité des roches, sauf pour les sables très perméables.

Ce chapitre a formé la base théorique pour l'interprétation des phénomènes sismo-électriques enregistrés sur le terrain, et pour l'étude théorique et numérique de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux à stratification plane.

# Chapitre 3

## Modélisation de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié plan.



## Chapitre 3

# Modélisation de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié plan.

### 3.1 Introduction

La représentation des phénomènes physiques observés dans la nature permet de mieux cerner ces phénomènes et de mieux les comprendre. Dans cette démarche, une partie de cette thèse a consisté à écrire un programme de simulation de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié plan.

La plupart des sismogrammes présentés dans la littérature sont calculés avec des modèles élastiques qui ignorent les effets de dispersion et d'atténuation dus au caractère multiphasique du milieu poreux réel. L'analyse de données sismiques 3-D à haute résolution a montré les limites des modèles élastiques pour décrire correctement les répartitions d'énergies observées dans la nature. Pour prendre en compte ces phénomènes, plusieurs méthodes de simulation numérique ont été développées dans lesquelles le milieu élastique est remplacé par un milieu visco-élastique ou poro-élastique. Tergut & Yamamoto (1988) étudient les phénomènes d'atténuation dus aux conversions d'une onde compressionnelle rapide vers un mode lent avec une modélisation numérique 1-D dans des sédiments marins stratifiés. Puis, différents auteurs ont développé des méthodes basées sur la formulation par différence finie du système d'équations de Biot. Deux formulations distinctes sont utilisées dans la modélisation par différence finie. Une approche homogène où sont résolues les équations pour chaque couche homogène distincte. Cette approche a été développée pour les équations acoustiques de Biot dans un milieu poro-acoustique (Hassanzadeh, 1991) et pour l'étude des réponses sismiques dans des réservoirs poro-élastiques (Zhu & McMechan, 1991). L'approche hétérogène consiste à résoudre les équations pour le modèle



en globalité, permettant ainsi aux propriétés physiques de varier latéralement et verticalement. En se basant sur cette seconde formulation, Virieux (1986) a étudié la propagation des ondes  $P - SV$  dans des milieux hétérogènes élastiques. Dai *et al.* (1995) et Carcione (1995, 1998) ont pu étudier la propagation des ondes sismiques dans un milieu poro-élastique 2-D hétérogène. Les inconvénients liés aux méthodes de modélisation par différences finies résident principalement dans l'émergence de phénomènes de dispersion entre les points de la grille d'échantillonnage, ce qui nécessite un maillage fin qui demande des temps de calculs relativement longs. De plus, des problèmes subsistent quand à la prise en compte de la surface libre et pour éviter les réflexions aux frontières de la grille.

Pour les ondes électromagnétiques, Ursin (1981) présente un traitement unifié de la modélisation de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques pour un milieu stratifié plan. Cette modélisation ne concerne pas le milieu poreux et ne prend pas en compte les couplages sismo-électriques. Carcione (1996) et Xu & McMechan (1997) prennent en compte les phénomènes d'atténuation et de dispersion dans un milieu visco-élastique pour simuler des données radar, en utilisant une méthode d'éléments finis.

Pour modéliser la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques couplées dans un milieu poreux saturé, nous avons choisi de combiner la technique de réflectivité développée par Kennett & Kerry (1979) avec la méthode d'intégration en nombres d'ondes discrets (Bouchon & Aki, 1977; Bouchon, 1981). Ce choix a été motivé eu égard à la complexité des phénomènes à modéliser et au fait que les équations dynamiques macroscopiques obtenues par Pride (1994) pouvaient être adaptées au formalisme développé par Kennett (1983), à partir duquel Dietrich (1988) a développé un code de calcul modélisant la propagation des ondes acoustiques et sismiques en considérant un milieu élastique stratifié plan.

Nous avons ainsi pu calculer en tout point de l'espace les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques générés par des sources de nature physique différente pour un milieu stratifié plan. La méthode de réflectivité consiste à raisonner en termes de potentiels des ondes montantes ou descendantes à l'intérieur des couches homogènes composant le milieu stratifié et à construire de manière explicite, pour un ensemble d'ondes planes, les coefficients de réflexion et de transmission généralisés pour des empilements de couches homogènes. Cette approche fournit des résultats dont la précision numérique est excellente.

Dans ce chapitre, nous détaillerons peu la méthode en elle-même, déjà largement analysée dans le cas d'ondes sismiques (Kennett, 1983), mais nous insisterons sur les adaptations que nécessite la modélisation de la propagation des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux saturé. Ces adaptations découlent de l'élargissement de la méthode aux différentes ondes en présence, qui entraînent des complications notamment pour la résolution du problème aux valeurs et vecteurs propres, pour la prise en compte de la surface "libre" et pour considérer différentes sources d'excitation du milieu.

Par la suite, nous allons montrer que notre programme vérifie le théorème général de réciprocité des tenseurs de Green, puis nous fournirons un exemple simple qui permettra de comparer nos résultats avec ceux de Haartsen & Pride (1997) obtenus par une méthode proche de celle de Thomson-Haskell (Thomson, 1950; Haskell, 1953).

### 3.2 Ondes sismo-électromagnétiques dans un milieu homogène - conditions aux frontières

#### 3.2.1 Équations macroscopiques couplées

Pride (1994) obtient, en supposant une dépendance en temps de la forme  $e^{-i\omega t}$ , les équations microscopiques gouvernant les phénomènes mécaniques et électromagnétiques à l'échelle du pore. En intégrant ces équations sur un certain volume, il obtient le jeu d'équations gouvernant les champs sismiques, électromagnétiques et leur couplage à l'échelle macroscopique. Les hypothèses et les limites de ces calculs ont été exposées dans le chapitre précédent.

Ainsi, il obtient :

$$\nabla \cdot \tau = -\omega^2[\rho \mathbf{u} + \rho_f \mathbf{w}] - \mathbf{F} \quad (\text{A1})$$

$$\tau = [K_G \nabla \cdot \mathbf{u} + C \nabla \cdot \mathbf{w}] \mathbf{I} + G[\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I}] \quad (\text{A2})$$

$$-P = C \nabla \cdot \mathbf{u} + M \nabla \cdot \mathbf{w} \quad (\text{A3})$$

$$-i\omega \mathbf{w} = \frac{k}{\eta} [-\nabla P + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + \mathbf{f}] + L \mathbf{E} \quad (\text{A4})$$

$$\mathbf{J} = L[-\nabla P + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + \mathbf{f}] + \sigma \mathbf{E} \quad (\text{A5})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}_m - \mathbf{M} \quad (\text{A6})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} + \mathbf{C} \quad (\text{A7})$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (\text{A8})$$

$$\mathbf{B}_m = \mu \mathbf{H} \quad (\text{A9})$$

Ce système d'équations se découple en 3 jeux d'équations : les équations mécaniques de Biot (3.1 à 3.3), les équations de transport gouvernant les couplages sismo-électriques (3.4 et 3.5) et les équations de Maxwell (3.6 à 3.9).

Dans ces équations,  $\mathbf{E}$  représente le champ électrique,  $\mathbf{H}$  le champ magnétique,  $\mathbf{B}_m$  la densité de flux magnétique,  $\mathbf{D}$  le déplacement diélectrique,  $\tau$  le tenseur des contraintes incompressibles (le tenseur des contraintes moyen agissant sur les phases fluide et solide du matériau poreux),  $P$  la pression fluide,  $\mathbf{u}$  le déplacement moyen des grains solides,  $\mathbf{w}$  le déplacement relatif fluide-solide



moyen multiplié par la porosité (l'intégrale en temps de la vitesse de filtration de Darcy) et  $\mathbf{I}$  la matrice identité.

Les sources d'excitation prises en compte dans ces équations sont une densité de courant  $\mathbf{C}$ , un courant magnétique  $\mathbf{M}$  et des densités de forces de volume  $\mathbf{F}$  et  $\mathbf{f}$  agissant respectivement sur les phases solide et fluide du milieu poreux.

Les autres variables présentes dans ces équations ont été détaillées dans le chapitre précédent.

### 3.2.2 Vecteur déplacement-contrainte-champs électromagnétiques

La complexité du problème de propagation se réduit lorsque les propriétés du milieu varient uniquement dans une direction donnée, par exemple la profondeur. Pour un tel milieu, il est possible d'établir un système d'équations couplées dont les inconnues sont les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques. Ce calcul a été présenté par Haartsen & Pride (1997). Nous avons repris leur démonstration dans l'annexe, pour vérifier les résultats déjà publiés.

Le principe de simulation repose sur la propagation d'ondes planes dans le domaine fréquence-nombre d'onde. Les calculs développés dans l'annexe font intervenir une décomposition en ondes planes des équations, puis le passage dans le domaine fréquence-nombre d'onde obtenu grâce à une transformation de Fourier, puis une transformation de Hankel.

Pour un milieu homogène, les équations macroscopiques présentées ci-avant se séparent en deux systèmes d'équations différentielles ordinaires du premier ordre par rapport à  $z$ , chaque système pouvant être écrit sous la forme matricielle (cf Annexe):

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{B} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{F}. \quad (\text{A10})$$

Dans cette expression,  $\mathbf{B}$  désigne un vecteur colonne dont les composantes sont les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques.

Le découplage en deux systèmes d'équations a une réalité physique. Le premier système,  $PSVTM$ , couple l'onde sismique de compression rapide  $P_f$ , l'onde lente de Biot  $P_s$ , l'onde de cisaillement  $S_V$  polarisée dans le plan de propagation vertical et l'onde électromagnétique  $T_M$  dont le champ magnétique présente une polarisation transverse.

Le deuxième système,  $SHTE$ , concerne le couplage entre l'onde de cisaillement  $S_H$  polarisée dans un plan horizontal, et l'onde électromagnétique  $T_E$  dont le champ électrique présente une polarisation transverse.

Dans le cas  $PSVTM$ ,  $\mathbf{B}$  s'écrit:

$$\mathbf{B}^{PSVTM} = (\hat{u}_1 \quad \hat{u}_z \quad \hat{w}_z \quad \hat{\tau}_1 \quad \hat{\tau}_{zz} \quad -\hat{P} \quad \hat{H}_2 \quad \hat{E}_1)^T \quad (\text{A11})$$

et  $\mathbf{A}^{PSVTM}$  est une matrice de dimensions (8,8) que l'on peut partitionner sous la forme (cf Annexe):

$$\mathbf{A}^{PSVTM} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{Biot} & \mathbf{A}^{Osm} \\ \mathbf{A}^{Elk} & \mathbf{A}^{Max} \end{pmatrix}. \quad (\text{A12})$$

Cette partition a une réalité physique:  $\mathbf{A}^{Biot}$  exprime les dérivées des déplacements et des contraintes sismiques en fonction de ces mêmes déplacements et contraintes (équations de Biot),  $\mathbf{A}^{Max}$  exprime les dérivées des champs électromagnétiques par rapport à ces mêmes champs (équations de Maxwell),  $\mathbf{A}^{Elk}$  représente le couplage électrocinétique exprimant les dérivées des champs électromagnétiques en fonction des déplacements et des contraintes sismiques, tandis que  $\mathbf{A}^{Osm}$  représente le couplage électro-osmotique et exprime les dérivées des déplacements et des contraintes sismiques en fonction des champs électromagnétiques.

Pour simplifier son écriture, on décompose la matrice  $\mathbf{A}^{Biot}$  de la manière suivante:

$$\mathbf{A}^{Biot} = (\mathbf{A}_{11} \quad \mathbf{A}_{12}) \quad (\text{A13})$$

où (cf Annexe):

$$\mathbf{A}_{11} = \begin{pmatrix} 0 & -ik & 0 \\ -ik \left(1 - 2\frac{GM}{\Delta}\right) & 0 & 0 \\ ik \left(\frac{\rho_f}{\rho} - 2\frac{GC}{\Delta}\right) & 0 & 0 \\ -\omega^2 \left[\rho_t - 2G\frac{k^2}{\omega^2} \left(2 - 2\frac{GM}{\Delta}\right)\right] & 0 & 0 \\ 0 & -\omega^2 \rho & -\omega^2 \rho_f \\ 0 & -\omega^2 \rho_f & -\omega^2 \tilde{\rho} \left(1 + \frac{\tilde{\rho} L^2}{\epsilon}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{A14})$$

$$\mathbf{A}_{12} = \begin{pmatrix} \frac{1}{G} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{M}{\Delta} & -\frac{C}{\Delta} \\ 0 & -\frac{C}{\Delta} & \frac{H}{\Delta} - \frac{k^2}{\omega^2 \tilde{\rho}} \\ 0 & -ik \left(1 - 2\frac{GM}{\Delta}\right) & ik \left(\frac{\rho_f}{\rho} - 2\frac{GC}{\Delta}\right) \\ -ik & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A15})$$

De même, on trouve:

$$\mathbf{A}^{Elk} = \begin{pmatrix} -\omega^2 L \rho_f & 0 & 0 & 0 & 0 & -ikL \\ 0 & 0 & -\omega k \frac{\tilde{\rho} L}{\epsilon} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A16})$$

$$\mathbf{A}^{Osm} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -ik \frac{\tilde{\rho} L}{\epsilon} \\ 0 & 0 & \frac{kL}{\omega} & -i\omega \rho_f L & 0 & 0 \end{pmatrix}^T. \quad (\text{A17})$$

On peut noter qu'il est possible de supprimer les effets électrocinétiques et électro-osmotiques, en imposant un coefficient de couplage nul ( $L = 0$ ).



Pour les équations de Maxwell, on trouve :

$$\mathbf{A}^{Max} = \begin{pmatrix} 0 & i\omega\tilde{\epsilon}(1 + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}}) \\ i\omega\mu(1 - \frac{k^2}{\omega^2\mu\tilde{\epsilon}}) & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A18})$$

Le vecteur force  $\mathbf{F}$  s'écrit après décomposition en ondes planes et passage dans le domaine fréquence-nombre d'onde :

$$\mathbf{F}^{PSVTM} = [0, 0, \frac{ik}{\omega^2\tilde{\rho}}\hat{f}_1, -\hat{F}_1 + \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}}\hat{f}_1, -\hat{F}_z, \frac{\tilde{\rho}L}{\tilde{\epsilon}}\hat{C}_z - \hat{f}_z, -L\hat{f}_1 - \hat{C}_1 - ik\hat{M}_z, \frac{k}{\omega\tilde{\epsilon}}\hat{C}_z - \hat{M}_2]^T. \quad (\text{A19})$$

Dans le cas plus simple du système de propagation SHTE, on trouve

$$\mathbf{B}^{SHTE} = [\hat{u}_2, \hat{r}_2, \hat{H}_1, \hat{E}_2]^T \quad (\text{A20})$$

et,

$$\mathbf{A}^{SHTE} = \begin{pmatrix} 0 & G^{-1} & 0 & 0 \\ -\omega^2\rho_t + k^2G & 0 & 0 & -i\omega\rho_fL \\ \omega^2\rho_fL & 0 & 0 & -i\omega\tilde{\epsilon}(1 + \frac{\tilde{\rho}L^2}{\tilde{\epsilon}} - \frac{k^2}{\omega^2\mu\tilde{\epsilon}}) \\ 0 & 0 & -i\omega\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A21})$$

Ce système est susceptible d'être excité par le vecteur force :

$$\mathbf{F}^{SHTE} = [0, \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}}\hat{f}_2 - \hat{F}_2, L\hat{f}_2 + \hat{C}_2 - \frac{k}{\omega\mu}\hat{M}_z, \hat{M}_1]^T. \quad (\text{A22})$$

Les conditions aux limites à l'intérieur d'un milieu stratifié se traduisent par la continuité des vecteurs déplacements-contraintes-champs électromagnétiques  $\mathbf{B}^{PSVTM}$  et  $\mathbf{B}^{SHTE}$ .

### 3.2.3 Vecteur d'onde

A l'intérieur d'une couche homogène, les champs d'ondes peuvent être décomposés en contributions d'ondes montantes et descendantes. Ceci permet de relier les vecteurs déplacements-contraintes-champs électromagnétiques à des vecteurs d'ondes contenant les potentiels de toutes les ondes se propageant dans une couche.

Ainsi on écrit pour les deux systèmes de propagation :

$$\mathbf{B} = \mathbf{D}\mathbf{V} \quad (\text{A23})$$

où  $\mathbf{V}$  est le vecteur colonne dont les composantes sont les potentiels des ondes montantes et descendantes de chaque type d'onde présente,  $\mathbf{D}$  est une matrice carrée à déterminer.

Dans le cas PSVTM, on a :

$$\mathbf{V}^{PSVTM} = [V_U^{Pf}, V_U^{Ps}, V_U^{Sv}, V_U^{TM}, V_D^{Pf}, V_D^{Ps}, V_D^{Sv}, V_D^{TM}]^T. \quad (\text{A24})$$

Les indices 'U' et 'D' représentent les ondes montantes (*Upward*) et descendantes (*Downward*), tandis que les notations  $P_f$ ,  $P_s$ ,  $S_v$  et  $T_M$  représentent respectivement l'onde P rapide, l'onde P lente, dite onde de Biot, l'onde S polarisée dans le plan vertical de propagation et l'onde électromagnétique dont le champ magnétique présente une polarisation transverse.

Dans le cas SHTE, on a :

$$\mathbf{V}^{SHTE} = [V_U^{SH}, V_U^{TE}, V_D^{SH}, V_D^{TE}]^T \quad (\text{A25})$$

où  $S_H$  représente l'onde S polarisée dans un plan horizontal et  $T_E$  l'onde électromagnétique dont le champ électrique présente une polarisation transverse.

En reportant l'écriture (3.23) dans l'équation (3.10), il vient, en l'absence de source :

$$\frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{D}\mathbf{V}) = \mathbf{A}\mathbf{D}\mathbf{V} \quad (\text{A26})$$

et donc :

$$\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{V} = [\mathbf{D}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{D} - \mathbf{D}^{-1}\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{D}]\mathbf{V} \quad (\text{A27})$$

Si l'on choisit  $\mathbf{D}$  comme étant la matrice des vecteurs propres de  $\mathbf{A}$ , on a :

$$\mathbf{D}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{D} = i\omega\mathbf{\Lambda} \quad (\text{A28})$$

où  $i\omega\mathbf{\Lambda}$  est une matrice diagonale contenant les valeurs propres de la matrice  $\mathbf{A}$ .

On écrit pour le système PSVTM,

$$\mathbf{\Lambda}^{PSVTM} = \text{diag}[-q_{pf}, -q_{ps}, -q_s, -q_{em}, q_{pf}, q_{ps}, q_s, q_{em}] \quad (\text{A29})$$

tandis que pour le système SHTE on a

$$\mathbf{\Lambda}^{SHTE} = \text{diag}[-q_s, -q_{em}, q_s, q_{em}]. \quad (\text{A30})$$

Dans l'expression des valeurs propres  $\pm i\omega q_\xi$ , les termes  $q_\xi$  représentent les lenteurs verticales de chaque type d'onde  $\xi$  qui sont reliées aux lenteurs complexes  $s_\xi$  via la lenteur horizontale  $p$  (paramètre de rai) par la relation :

$$q_\xi^2 + p^2 = s_\xi^2. \quad (\text{A31})$$



Les lenteurs verticales  $q_\xi$  sont complexes et  $Im(q_\xi) > 0$ .

Dans un milieu homogène, les coefficients de la matrice  $\mathbf{A}$  sont constants. Par conséquent les coefficients de la matrice  $\mathbf{D}$  des vecteurs propres le sont également et donc :

$$\mathbf{D}^{-1} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{D} = 0. \quad (\text{A32})$$

On en déduit que le vecteur  $\mathbf{V}$  doit satisfaire l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{V} = i\omega \mathbf{A} \mathbf{V}. \quad (\text{A33})$$

Cette équation admet pour solution

$$\mathbf{V}(z) = \exp[i\omega(z - z_0)\mathbf{A}] \mathbf{V}(z_0) \quad (\text{A34})$$

que l'on peut écrire

$$\mathbf{V}(z) = \mathbf{Q}(z, z_0) \mathbf{V}(z_0). \quad (\text{A35})$$

La matrice  $\mathbf{Q}(z, z_0)$  est le propagateur du vecteur d'onde  $\mathbf{V}$ , qui dépend de la différence entre la profondeur de la couche étudiée  $z$  et le niveau de référence  $z_0$ .

De manière analogue, l'équation différentielle originale peut être intégrée. Ainsi, on trouve

$$\mathbf{B}(z) = \mathbf{P}(z, z_0) \mathbf{B}(z_0) \quad (\text{A36})$$

avec :

$$\mathbf{P}(z, z_0) = \exp[\omega(z - z_0)\mathbf{A}]. \quad (\text{A37})$$

$\mathbf{P}(z, z_0)$  est le propagateur du vecteur déplacements-contraintes-champs électromagnétiques  $\mathbf{B}$  pour un milieu uniforme, tel qu'il a été introduit dans la méthode de Thomson-Haskell.

### 3.2.4 Résolution du problème aux valeurs et vecteurs propres

Pride & Haartsen (1996) ont calculé les vecteurs propres de la matrice  $\mathbf{A}$ . Dans le cas simple d'un milieu homogène et isotrope, les équations (3.1) à (3.9) peuvent être réécrites suivant 3 équations où seuls les vecteurs  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{w}$  et  $\mathbf{E}$  constituent les inconnues. Ainsi, dans le cas d'ondes planes, ils parviennent à exprimer pour les différents modes de propagation les lenteurs de chaque type d'onde, ainsi que les vecteurs propres. Chaque champ a pu être exprimé en fonction de l'amplitude du vecteur déplacement, et ainsi être normalisé par celui-ci. Nous avons repris ces calculs et nous présentons simplement les résultats obtenus.

Soit  $\hat{k}$  le vecteur d'onde normalisé:

$$\hat{k}^\pm = (p/s_\xi, 0, \pm q_\xi/s_\xi). \quad (\text{A38})$$

Avec notre convention de signe, l'indice “-” correspond aux ondes descendantes et l'indice “+” aux ondes montantes. Nous avons choisi de prendre l'axe  $Oz$  orienté vers le bas, c'est à dire que  $z$  augmente avec la profondeur.

Pour le système PSVTM, la matrice  $\mathbf{D}$  s'écrit dans une couche homogène:

$$\mathbf{D}^{PSVTM} = (\mathbf{b}^{+P_f}, \mathbf{b}^{+P_s}, \mathbf{b}^{+S_v}, \mathbf{b}^{+T_M}, \mathbf{b}^{-P_f}, \mathbf{b}^{-P_s}, \mathbf{b}^{-S_v}, \mathbf{b}^{-T_M}) \quad (\text{A39})$$

où lorsque  $\xi = P_f$  ou  $P_s$ ,

$$\mathbf{b}^{\pm\xi} = \begin{pmatrix} p/s_\xi \\ \pm q_\xi/s_\xi \\ \pm q_\xi \beta_{T\xi}/s_\xi \\ \pm 2i\omega G p q_\xi/s_\xi \\ i\omega s_\xi (H - 2G p^2/s_\xi^2 + \beta_{T\xi} C) \\ i\omega s_\xi (C + \beta_{T\xi} M) \\ 0 \\ i\omega p \frac{\bar{\rho} L}{\rho_f} \beta_{T\xi}/s_\xi \end{pmatrix} \quad (\text{A40})$$

avec

$$\beta_{T\xi} = -\frac{H s_\xi^2 - \rho}{C s_\xi^2 - \rho_f}. \quad (\text{A41})$$

Lorsque  $\xi = S_v$  et  $T_M$ ,

$$\mathbf{b}^{\pm\xi} = \begin{pmatrix} \pm q_\xi/s_\xi \\ -p/s_\xi \\ -G/\rho_f (s_\xi^2 - \rho/G) p/s_\xi \\ i\omega G (q_\xi^2 - p^2)/s_\xi \\ \mp 2i\omega p G q_\xi/s_\xi \\ 0 \\ i\omega s_\xi \frac{\bar{\rho} L}{\rho_f} G \beta_{T\xi} \\ \pm i\omega \mu_0 \frac{\bar{\rho} L}{\rho_f} G \beta_{T\xi} q_\xi/s_\xi \end{pmatrix} \quad (\text{A42})$$

avec

$$\beta_{T\xi} = -\frac{s_\xi^2 - \rho/G}{s_\xi^2 - \mu_0 \bar{\epsilon}}. \quad (\text{A43})$$

Pour le système SHTE, on obtient :

$$\mathbf{D}^{SHTE} = (\mathbf{b}^{+S_H}, \mathbf{b}^{+T_E}, \mathbf{b}^{-S_H}, \mathbf{b}_M^{-T_E}) \quad (\text{A44})$$



où lorsque  $\xi = S_H$  et  $T_E$ ,

$$\mathbf{b}^{\pm\xi} = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\omega G q_\xi \\ \mp i\omega \frac{\rho}{\rho_f} LG \beta_{T\xi} q_\xi \\ i\omega \mu_0 \frac{\rho}{\rho_f} LG \beta_{T\xi} \end{pmatrix} \quad (\text{A45})$$

avec

$$\beta_{T\xi} = -\frac{s_\xi^2 - \rho/G}{s_\xi^2 - \mu_0 \tilde{\epsilon}}. \quad (\text{A46})$$

### 3.2.5 Normalisations

Les vecteurs propres peuvent être normalisés librement. Nous avons écrit leur expression lorsqu'ils sont normalisés par rapport à l'amplitude des déplacements des grains. Kennett *et al.* (1978) ont montré que pour un milieu purement élastique, la normalisation des vecteurs déplacements-contraintes respectant les flux d'énergie à travers le plan horizontal amène des relations de symétrie entre les coefficients de réflexion et de transmission. De même Garmany (1983) réussit avec les mêmes considérations d'énergie à construire explicitement l'inverse de la matrice des vecteurs propres et élargit ces résultats aux cas de milieux anisotropes.

Pour un milieu poro-élastique, Ben-Menahem & Singh (1981) proposent une normalisation par la moyenne en temps du vecteur de Poynting à travers un plan horizontal. Cette normalisation possède l'avantage d'être adaptable aux ondes électromagnétiques et de garantir ainsi une certaine cohérence au niveau des transferts d'énergies.

Pour un régime instantané, on appelle vecteur de Poynting d'une onde électromagnétique, le vecteur:

$$\mathbf{R} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (\text{A47})$$

Pour un régime sinusoïdal, les parties complexes des équations de Maxwell conduisent à introduire le vecteur de Poynting complexe:

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*}{2} \quad (\text{A48})$$

où l'astérisque indique la quantité complexe conjuguée. Le flux entrant du vecteur de Poynting complexe a pour partie réelle la puissance moyenne dissipée par effet Joule.

Dans le cas d'ondes sismiques se propageant dans un milieu poreux, le flux d'énergie vertical  $J_{sis}$  s'écrit:

$$J_{sis} = \frac{-i\omega(\mathbf{u}^* \cdot \boldsymbol{\tau} - \mathbf{w}^* p)}{2}. \quad (\text{A49})$$

Ainsi, lorsque les ondes sismiques et électromagnétiques sont couplées, la normalisation  $S^\xi$  par rapport à la moyenne sur un cycle temporel du vecteur de Poynting traversant une frontière horizontale peut être calculée pour chaque mode de propagation  $\xi$ :

$$S^\xi = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* - i\omega(\mathbf{u}^* \cdot \boldsymbol{\tau} - \mathbf{w}^* p) \}. \quad (\text{A50})$$

Cette normalisation pourra être utile lorsque l'on veut, comme l'indique Garmany (1983), construire analytiquement l'inverse de la matrice des vecteurs propres.

### 3.2.6 Réflexions et transmissions à une interface

Au vu des composantes du vecteur  $\mathbf{B}$ , on ne peut pas partitionner la matrice  $\mathbf{D}$  sous la même forme que dans le cas élastique décrit par Kennett & Kerry (1979). Par contre, il est possible d'écrire la matrice  $\mathbf{D}$  sous la forme

$$\mathbf{D}^{PSVTM} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_U & \mathbf{M}_D \\ \mathbf{N}_U & \mathbf{N}_D \\ \mathbf{HP}_U & \mathbf{HP}_D \\ \mathbf{EP}_U & \mathbf{EP}_D \end{pmatrix} \quad (\text{A51})$$

où  $\mathbf{M}_U$  et  $\mathbf{M}_D$  sont des matrices de dimensions (3,4) qui transforment respectivement les potentiels montants et descendants des ondes en déplacements,  $\mathbf{N}_U$  et  $\mathbf{N}_D$  sont des matrices de dimensions (3,4) qui transforment ces mêmes potentiels en contraintes. Les matrices  $\mathbf{HP}_U$  et  $\mathbf{HP}_D$  sont des matrices de dimensions (1,4) qui les transforment en champs magnétiques alors que  $\mathbf{EP}_U$  et  $\mathbf{EP}_D$  les transforment en champs électriques.

Pour le système de propagation SHTE, on peut partitionner la matrice  $\mathbf{D}$  sous la forme

$$\mathbf{D}^{SHTE} = \begin{pmatrix} \mathbf{MS}_U & \mathbf{MS}_D \\ \mathbf{NS}_U & \mathbf{NS}_D \\ \mathbf{HS}_U & \mathbf{HS}_D \\ \mathbf{ES}_U & \mathbf{ES}_D \end{pmatrix} \quad (\text{A52})$$

où les sous-matrices transforment de la même manière que dans le cas PSVTM les ondes montantes et descendantes en déplacements, contraintes et champs électriques et magnétiques. Seules les tailles des matrices diffèrent:  $\mathbf{MS}_U$ ,  $\mathbf{MS}_D$ ,  $\mathbf{NS}_U$ ,  $\mathbf{NS}_D$ ,  $\mathbf{HS}_U$ ,  $\mathbf{HS}_D$ ,  $\mathbf{ES}_U$ , et  $\mathbf{ES}_D$  sont de dimensions (1,2).

C'est l'hypothèse de continuité des déplacements, des contraintes et du champ électromagnétique à une interface plane séparant deux milieux qui va fournir les équations permettant de calculer de manière numérique ou analytique les matrices de réflexion et de transmission à cette même interface. La relation de continuité à une interface située à une profondeur  $z$  s'écrit:

$$\mathbf{B}(z^-) = \mathbf{B}(z^+), \quad (\text{A53})$$



ce qui entraîne :

$$\mathbf{V}_-(z^-) = \mathbf{D}_-^{-1}(z^-)\mathbf{D}_+(z^+)\mathbf{V}_+(z^+) \quad (\text{A54})$$

ou encore

$$\mathbf{V}_-(z^-) = \mathbf{Q}(z^-, z^+)\mathbf{V}_+(z^+) \quad (\text{A55})$$

avec

$$\mathbf{Q}(z^-, z^+) = \mathbf{D}_-^{-1}(z^-)\mathbf{D}_+(z^+). \quad (\text{A56})$$

On peut partitionner la matrice  $\mathbf{Q}(z^-, z^+)$  tel que :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{V}_{U-} \\ \mathbf{V}_{D-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{UU} & \mathbf{Q}_{UD} \\ \mathbf{Q}_{DU} & \mathbf{Q}_{DD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{U+} \\ \mathbf{V}_{D+} \end{pmatrix} \quad (\text{A57})$$

De cette manière, on peut calculer les matrices de réflexion et de transmission pour des ondes se propageant vers le bas ou vers le haut. Les formules obtenues sont issues des travaux de Kennett & Kerry (1979):

$$\mathbf{R}_D = \mathbf{Q}_{UD}\mathbf{Q}_{DD}^{-1} \quad \mathbf{T}_D = \mathbf{Q}_{DD}^{-1} \quad (\text{A58})$$

$$\mathbf{R}_U = -\mathbf{Q}_{DD}^{-1}\mathbf{Q}_{DU} \quad \mathbf{T}_U = \mathbf{Q}_{UU} - \mathbf{Q}_{UD}\mathbf{Q}_{DD}^{-1}\mathbf{Q}_{DU}. \quad (\text{A59})$$

Dans le cas du système de propagation PSVTM, les matrices de réflexion-transmission sont des matrices de dimensions (4,4) qui contiennent les coefficients de réflexion ou de transmission pour chaque type d'onde à l'interface  $z$ . Par exemple, on peut écrire pour la matrice  $\mathbf{R}_D$  des ondes réfléchies vers le haut à partir d'une onde incidente se propageant vers le bas

$$\mathbf{R}_D = \begin{pmatrix} r_D^{P_f P_f} & r_D^{P_f P_s} & r_D^{P_f S_V} & r_D^{P_f T_M} \\ r_D^{P_s P_f} & r_D^{P_s P_s} & r_D^{P_s S_V} & r_D^{P_s T_M} \\ r_D^{S_V P_f} & r_D^{S_V P_s} & r_D^{S_V S_V} & r_D^{S_V T_M} \\ r_D^{T_M P_f} & r_D^{T_M P_s} & r_D^{T_M S_V} & r_D^{T_M T_M} \end{pmatrix}. \quad (\text{A60})$$

La convention retenue par Kennett & Kerry (1979) fait que le terme  $r_D^{S_V P_f}$  représente l'amplitude d'une onde  $S_V$  montante générée par une onde  $P_f$  descendante d'amplitude unitaire.

Dans le cas du système de propagation SHTE, les matrices de réflexion-transmission sont de dimensions (2,2), comme par exemple la matrice  $\mathbf{T}_U$  des ondes transmises vers le haut à travers l'interface

$$\mathbf{T}_U = \begin{pmatrix} t_U^{S_H S_H} & t_U^{S_H T_E} \\ t_U^{T_E S_H} & t_U^{T_E T_E} \end{pmatrix} \quad (\text{A61})$$

où,  $t_U^{S_H T_E}$  représente l'amplitude d'une onde électromagnétique  $T_E$  transmise vers le haut qui a été générée par le passage d'une onde  $S_H$  montante d'amplitude unitaire à l'interface considérée.

Ainsi, le calcul des vecteurs propres de la matrice  $\mathbf{A}$  qui composent les colonnes de la matrice  $\mathbf{D}$ , nous permet de déterminer la matrice de propagation  $\mathbf{Q}(z^-, z^+)$  (Eq. 3.56), puis ses partitions  $\mathbf{Q}_{UU}$ ,  $\mathbf{Q}_{UD}$ ,  $\mathbf{Q}_{DU}$  et  $\mathbf{Q}_{DD}$  (Eq. 3.57) et de calculer ainsi les coefficients de réflexion et de transmission de chaque type d'onde à une interface.

### 3.2.7 Détermination de la matrice de propagation $\mathbf{Q}(z^-, z^+)$ .

Vu la taille des matrices rentrant en jeu et la complexité algébrique des opérations à effectuer, nous avons choisi dans un premier temps d'effectuer l'ensemble des calculs de manière numérique. Néanmoins, en utilisant les propriétés de symétrie de la matrice  $\mathbf{A}$ , Haartsen & Pride (1997) proposent de calculer analytiquement l'inverse de la matrice  $\mathbf{D}$  de dimensions (8,8), puis de déterminer ainsi de manière analytique la matrice de propagation  $\mathbf{Q}(z^-, z^+)$ .

Ces auteurs remarquent que la matrice  $\mathbf{A}$  possède la propriété de symétrie suivante:

$$\mathbf{A}^T \mathbf{K} = \mathbf{K} \mathbf{A} \quad (\text{A62})$$

où  $\mathbf{A}^T$  représente la transposée de la matrice  $\mathbf{A}$

Dans le cas PSVTM, on a

$$\mathbf{K}^{PSVTM} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{I} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \left(\frac{i}{\omega}\right) \mathbf{J} \end{pmatrix} \quad (\text{A63})$$

où  $\mathbf{I}$  est la matrice identité de dimensions (3,3), et

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A64})$$

Dans le cas SHTE,  $\mathbf{K}$  est définie par

$$\mathbf{K}^{SHTE} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i/\omega \\ 0 & 0 & i/\omega & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A65})$$

Une telle propriété de symétrie est très intéressante car elle permet d'inverser analytiquement la matrice des vecteurs propres. En effet, le problème aux valeurs et vecteurs propres à résoudre s'écrit:

$$\mathbf{A} \mathbf{D} = i\omega \mathbf{D} \mathbf{A}, \quad (\text{A66})$$



ou alors

$$\mathbf{D}^{-1}\mathbf{A} = i\omega\Lambda\mathbf{D}^{-1}, \quad (\text{A67})$$

mais aussi, en tenant compte de l'équation 3.62,

$$\mathbf{D}^T\mathbf{A}^T\mathbf{K} = i\omega\Lambda\mathbf{D}^T\mathbf{K}. \quad (\text{A68})$$

En utilisant la symétrie de  $\mathbf{A}$ , on obtient

$$(\mathbf{D}^T\mathbf{K})\mathbf{A} = i\omega\Lambda(\mathbf{D}^T\mathbf{K}). \quad (\text{A69})$$

On peut ainsi déterminer la matrice  $\mathbf{D}^{-1}$  par la relation

$$\mathbf{D}^{-1} = \tilde{\Lambda}\mathbf{D}^T\mathbf{K}. \quad (\text{A70})$$

La matrice diagonale  $\tilde{\Lambda}$  est déterminée en utilisant le fait que  $\mathbf{D}\mathbf{D}^{-1} = \mathbf{I}$  (Pride, communication personnelle, 1998), d'où

$$\tilde{\Lambda}^{-1} = \mathbf{D}^T\mathbf{K}\mathbf{D}. \quad (\text{A71})$$

Cette dernière étape n'avait pas été intégrée dans la formulation analytique de Haarsten & Pride (1997).

### 3.2.8 Effet de la surface "libre"

La signification de surface libre, n'a de sens que pour les ondes sismiques, où l'on entend par "libre" la liberté de contrainte. Nous continuerons néanmoins à l'appeler ainsi, même si ce terme n'est pas approprié pour les ondes électromagnétiques. Ainsi, la prise en compte de la surface "libre" induit des réflexions sismiques et électromagnétiques spécifiques. Pour les ondes sismiques, l'annulation des contraintes sismiques fournit une condition suffisante pour résoudre ce problème. La prise en compte des ondes électromagnétiques complique le phénomène car l'on doit considérer la surface libre comme une interface séparant un milieu poreux et un demi-espace homogène constitué par de l'air.

De ce fait, les conditions à prendre en compte sont (Haarsten & Pride, 1997):

- les contraintes normale et tangentielle et la pression s'annulent en surface (1).
- les champs électromagnétiques obéissent aux conditions d'interface entre le milieu poreux et l'air (2).

Le coefficient de réflexion à la surface libre doit satisfaire l'équation

$$\mathbf{V}_D(0^+) = \mathbf{R}_U^{fs}(0)\mathbf{V}_U(0^+). \quad (\text{A72})$$

Pour les deux systèmes de propagation, on a la relation:

$$\mathbf{B}(0^+) = \mathbf{D}_1\mathbf{V}_1 \quad (\text{A73})$$

où l'indice  $l = 1$  représente le numéro de la couche.

Pour le système PSVTM, le vecteur déplacements-contraintes-champs électromagnétiques à la surface libre s'écrit, compte tenu des conditions (1) et (2) et de l'équation (3.11):

$$\mathbf{B}^{PSVTM}(0) = (\hat{u}_1(0), \hat{u}_z(0), \hat{w}_z(0), 0, 0, 0, \hat{H}_2(0), \hat{E}_1(0))^T. \quad (\text{A74})$$

On considère l'air comme un espace vide de charges, dont le caractère monophasique ne génère pas d'effets électrocinétiques et électro-osmotiques. Ainsi, le problème se réduit à l'analyse des vecteurs propres de la matrice de Maxwell  $\mathbf{A}^{Max}$  présentée ci-avant. La résolution de ce problème donne pour l'air:

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_2 \\ \hat{E}_1 \end{pmatrix}_{l=0} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 \\ -q_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_U^{TM} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A75})$$

où  $\epsilon_0$  et  $q_0$  sont respectivement la permittivité diélectrique et la lenteur verticale électromagnétique dans l'air, qui vérifie la relation  $q_0^2 + p^2 = \epsilon_0\mu_0$ , où  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique de l'air. On impose en outre que  $V_D^{TM} = 0$ , car il ne peut y avoir d'ondes électromagnétiques descendantes dans l'air (hormis si l'on prenait en compte les phénomènes atmosphériques).

La continuité des champs électromagnétiques à l'interface séparant le milieu poreux et l'air entraîne:

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_2 \\ \hat{E}_1 \end{pmatrix}_{l=1} = \begin{pmatrix} \hat{H}_2 \\ \hat{E}_1 \end{pmatrix}_{l=0} \quad (\text{A76})$$

Ainsi, en éliminant  $V_U^{TM}$ , on obtient la condition de continuité pour le champ électromagnétique dans le milieu poreux:

$$q_0\hat{H}_2 + \epsilon_0\hat{E}_1 = 0. \quad (\text{A77})$$

En prenant en compte la condition d'annulation des contraintes normales et tangentielles, ainsi que la pression à la surface libre, on obtient au total 4 équations. En introduisant le vecteur d'onde (Eq. 3.23), on peut exprimer ces équations sous la forme matricielle

$$(\mathbf{S}\mathbf{L}^U \quad \mathbf{S}\mathbf{L}^D)_{l=1} \begin{pmatrix} V_U^U \\ V_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A78})$$

avec, compte tenu de la partition de  $D^{PSVTM}$  (Eq. 3.51)

$$\mathbf{S}\mathbf{L}^{U,D} = \begin{pmatrix} \mathbf{N}_{U,D} \\ q_0\mathbf{H}\mathbf{P}^{U,D} + \epsilon_0\mathbf{E}\mathbf{P}^{U,D} \end{pmatrix}. \quad (\text{A79})$$



On obtient grâce à l'équation (3.68) et compte tenu de la définition de la matrice des coefficients de réflexion à la surface libre (Eq. 3.62) pour le système PSVTM

$$\mathbf{R}_U^{\text{fs}} = -(\mathbf{SL}^D)^{-1} \mathbf{SL}^U. \quad (\text{A80})$$

Nous procéderons de la même manière pour le système SHTE, en considérant le vecteur propre de l'onde  $T_E$  montante dans l'air, on obtient

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_1 \\ \hat{E}_2 \end{pmatrix}_{l=0} = \begin{pmatrix} q_0 \\ \mu_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_U^{TE} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A81})$$

Ce qui donne la condition pour les champs électromagnétiques à l'intérieur du milieu poreux:

$$\mu_0 \hat{H}_1 - q_0 \hat{E}_2 = 0. \quad (\text{A82})$$

En combinant cette équation avec celle obtenue par l'annulation de la contrainte  $\hat{\tau}_2$  à la surface libre, on peut écrire

$$(\mathbf{SLS}^U \quad \mathbf{SLS}^D)_{l=1} \begin{pmatrix} V_U^U \\ V_D^U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A83})$$

avec, compte tenu de la partition de  $D^{SHTE}$  (Eq. 3.52)

$$\mathbf{SLS}^{U,D} = \begin{pmatrix} \mathbf{NS}_{U,D} \\ \mu_0 \mathbf{HS}^{U,D} - q_0 \mathbf{ES}^{U,D} \end{pmatrix}. \quad (\text{A84})$$

On obtient grâce à l'équation (3.73) et compte tenu de la définition de la matrice des coefficients de réflexion à la surface libre (Eq. 3.62), pour le système SHTE

$$\mathbf{R}_U^{\text{fs}} = -(\mathbf{SLS}^D)^{-1} \mathbf{SLS}^U. \quad (\text{A85})$$

### 3.3 Milieu stratifié plan

Nous avons établi dans le paragraphe précédent des expressions analytiques permettant de déterminer les matrices de réflexion et de transmission à une interface plane séparant deux milieux homogènes. Pour obtenir les expressions des matrices de réflexion et transmission généralisées pour un milieu stratifié plan compris entre deux demi-espaces homogènes, nous avons simplement repris les formules de Kennett & Kerry (1979) en adaptant les tailles des matrices. Nous détaillerons plus en détail dans ce paragraphe, comment sont introduits les termes de différentes sources d'excitation du milieu. Par la suite, nous donnerons l'expression de la réponse d'un milieu stratifié plan en termes de champs d'ondes (déplacement, champs électrique et magnétique), puis nous expliciterons la méthode choisie pour transformer l'expression des champs d'onde dans le domaine temps-distance.

#### 3.3.1 Matrices de réflexion et de transmission généralisées

Cette étape consiste à déterminer les propriétés globales de réflectivité et de transmittivité d'un empilement de couches planes homogènes excité par un système d'ondes planes.

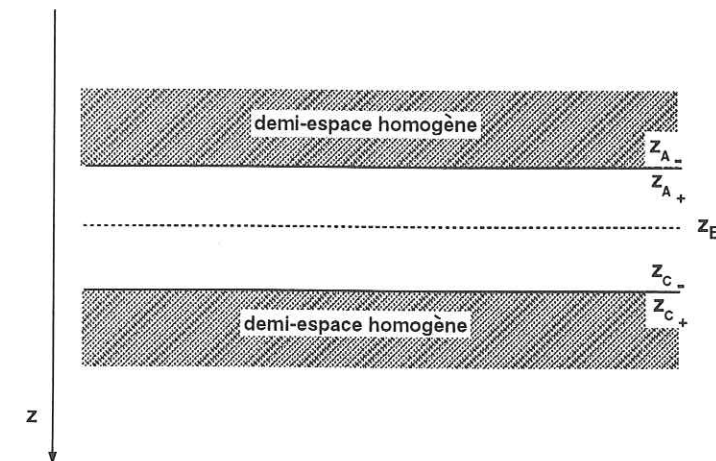


FIG. 3.1 – Représentation d'un milieu stratifié plan

Considérons une couche délimitée par deux demi-espaces homogènes, comme indiqué sur la figure 3.1. Si l'on suppose que le milieu est homogène entre les profondeurs  $z_A$  et  $z_C$ , on peut relier aisément les vecteurs d'ondes de part et d'autre de la couche:

$$\mathbf{V}(z_{A-}) = \mathbf{Q}(z_{A-}, z_{C+}) \mathbf{V}(z_{C+}) \quad (\text{A86})$$

avec :

$$\mathbf{Q}(z_{A-}, z_{C+}) = \mathbf{D}^{-1}(z_{A-}) \mathbf{P}(z_{A-}, z_{C-}) \mathbf{D}(z_{C+}). \quad (\text{A87})$$

On retrouve le formalisme décrit au paragraphe précédent pour une interface. En partitionnant la matrice  $\mathbf{Q}(z_{A-}, z_{C+})$  de la manière décrite par l'équation (3.57), l'accès aux matrices de réflexion et de transmission pour une couche épaisse est immédiat. On notera que la matrice de propagation tient compte de la propagation entre les profondeurs  $z_A$  et  $z_C$  par l'intermédiaire du propagateur  $\mathbf{P}(z_A, z_C)$ . Lorsque le milieu est homogène entre  $z_A$  et  $z_C$ , on a :

$$\mathbf{P}(z_A, z_C) = \exp[(z_A - z_C)\mathbf{A}]. \quad (\text{A88})$$

Compte tenu de la partition de  $\mathbf{Q}(z_{A-}, z_{C+})$  (Eq. 3.57), et de la valeur des matrices des coefficients de réflexion et de transmission à une interface, on peut écrire:

$$\mathbf{Q}(z_{A-}, z_{C+}) = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_U^{AC} - \mathbf{R}_D^{AC} (\mathbf{T}_D^{AC})^{-1} \mathbf{R}_U^{AC} & \mathbf{R}_D^{AC} (\mathbf{T}_D^{AC})^{-1} \\ -(\mathbf{T}_D^{AC})^{-1} \mathbf{R}_U^{AC} & (\mathbf{T}_D^{AC})^{-1} \end{pmatrix} \quad (\text{A89})$$



Si l'on insère une interface à une profondeur  $z_B$  entre les interfaces situées aux profondeurs  $z_A$  et  $z_C$ , on trouve:

$$\mathbf{Q}(z_{A-}, z_{C+}) = \mathbf{Q}(z_{A-}, z_B) \mathbf{Q}(z_B, z_{C+}). \quad (\text{A90})$$

En se référant aux formules précédentes qui expriment le propagateur en fonction des matrices de réflexion et de transmission, on trouve

$$\mathbf{T}_D^{AC} = \mathbf{T}_D^{BC} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_U^{AB} \mathbf{R}_D^{BC}]^{-1} \mathbf{T}_D^{AB} \quad (\text{A91})$$

$$\mathbf{R}_D^{AC} = \mathbf{R}_D^{AB} + \mathbf{T}_U^{AB} \mathbf{R}_D^{BC} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_U^{AB} \mathbf{R}_D^{BC}]^{-1} \mathbf{T}_D^{AB} \quad (\text{A92})$$

$$\mathbf{T}_U^{AC} = \mathbf{T}_U^{AB} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_D^{BC} \mathbf{R}_U^{AB}]^{-1} \mathbf{T}_U^{BC} \quad (\text{A93})$$

$$\mathbf{R}_U^{AC} = \mathbf{R}_U^{BC} + \mathbf{R}_D^{BC} \mathbf{R}_U^{AB} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_D^{BC} \mathbf{R}_U^{AB}]^{-1} \mathbf{T}_U^{BC} \quad (\text{A94})$$

Par itérations successives, on peut ainsi déterminer les matrices de réflexion et de transmission généralisées pour un empilement de plusieurs couches.

### 3.3.2 Introduction du terme de source

Jusqu'à présent, nous avons ignoré les termes de source présents dans les équations dynamiques macroscopiques. Ces termes apparaissent dans l'équation (3.10) et représentent des sources de nature mécanique, électrique ou magnétique.

Pour modéliser l'excitation du milieu, nous introduisons le vecteur source  $\mathbf{S}$  d'ordre azimutal  $m$  qui représente une discontinuité du vecteur déplacements-contraintes-champs électromagnétiques  $\mathbf{B}$  à travers le plan contenant la source.

Dans le domaine fréquence-nombre d'onde, on a pour une source positionnée à la profondeur  $z_s$  à l'intérieur d'une couche homogène

$$\mathbf{B}(k, m, \omega, z_s^+) - \mathbf{B}(k, m, \omega, z_s^-) = \mathbf{S}(k, m, \omega, z_s) \quad (\text{A95})$$

ce qui donne en terme de potentiel d'ondes:

$$\mathbf{B}(k, m, \omega, z_s^+) - \mathbf{B}(k, m, \omega, z_s^-) = \mathbf{D}(z_s) [\mathbf{V}(k, m, \omega, z_s^+) - \mathbf{V}(k, m, \omega, z_s^-)] \quad (\text{A96})$$

d'où:

$$\mathbf{V}(k, m, \omega, z_s^+) - \mathbf{V}(k, m, \omega, z_s^-) = \mathbf{D}^{-1}(z_s) \mathbf{S}(k, m, \omega, z_s). \quad (\text{A97})$$

On introduit la représentation d'une source en terme de potentiel, tel que

$$\mathbf{V}(k, m, \omega, z_s^+) - \mathbf{V}(k, m, \omega, z_s^-) = \mathbf{\Sigma} \quad (\text{A98})$$

où  $\mathbf{\Sigma}$  est un vecteur de dimension (8) pouvant être partitionné en potentiels montants  $\mathbf{\Sigma}_U$  et descendants  $\mathbf{\Sigma}_D$ .

Ainsi, pour représenter la source en termes de potentiels, nous devons d'abord déterminer le vecteur discontinuité  $\mathbf{S}(k, m, \omega, z_s)$  pour chaque type de source considérée.

L'expression analytique de ce vecteur discontinuité a déjà été déterminée par Haarsten & Pride (1997) pour certaines sources spécifiques. Nous avons également effectué ces développements qui montrent une expression analytique du vecteur discontinuité différente pour l'explosion, et élargit ces expressions aux cas de forces ponctuelles horizontales qui permettront l'analyse des relations de réciprocité des tenseurs de Green présentées à la fin de ce chapitre.

### A- Excitations ponctuelles mécaniques dans un milieu poro-élastique

La représentation générale d'une source ponctuelle en terme de force équivalente dans un milieu poro-élastique s'écrit comme la combinaison de forces ponctuelles orientées et d'un tenseur des moments (Aki & Richards, 1980):

$$h_i = -\frac{\partial}{\partial x_j} M_{ij} \delta(\hat{x}) + F_i \delta(\hat{x}) \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (\text{A99})$$

Dans un système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ , cette équation s'écrit:

$$\begin{bmatrix} h_r \\ h_\theta \\ h_z \end{bmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} M_{rr} & M_{r\theta} & M_{rz} \\ M_{\theta r} & M_{\theta\theta} & M_{\theta z} \\ M_{zr} & M_{z\theta} & M_{zz} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \\ F_z \end{bmatrix} \right\} \frac{\delta(r)}{r} \delta(\theta) \delta(z - z_s) \quad (\text{A100})$$

Nous supposons que les sources prises en compte agissent de manière uniforme sur les phases solide et fluide du milieu poreux ( $\mathbf{H} = \mathbf{h}$ ).

Les sources sismiques utilisées classiquement en prospection géophysique terrestre sont l'explosif, les systèmes à chute de poids et le procédé Vibroseis. Dans le cadre de notre étude, nous allons nous limiter à la modélisation d'une source explosive, de forces orientées suivant les trois axes et d'un dipôle vertical.

### Explosion

Une part importante de l'énergie libérée par une explosion se dissipe en chaleur thermique au



voisinage immédiat du point de tir. Ainsi, seule une petite fraction de cette énergie est rayonnée sous la forme d'ébranlements sismiques. Plusieurs études ont été menées pour estimer la fraction d'énergie sismique délivrée par une explosion. Les résultats montrent que cette fraction varie de 0.01 % à 5 % de l'énergie explosive totale (Dahlman & Israelson, 1977).

L'explosion peut être représentée par la surface d'une sphère séparant les régions élastiques et inélastiques où les déformations sont non-linéaires. Dans notre modèle, cette sphère est supposée symétrique et ne génère que des ondes de compression de manière isotrope. Ainsi, on va représenter une explosion uniquement par un tenseur des moments isotrope, c'est à dire par  $M_{ij} = M_0 \delta_{ij}$  où  $\delta_{ij}$  représente le symbole de Kronecker.

Aki & Richards (1980) font l'hypothèse qu'une explosion est équivalente au relâchement instantané d'énergie de déformation élastique stockée dans un volume sphérique de rayon  $a$  (sphère élastique).

Pour un corps homogène et isotrope, on a :

$$M_{ij} = \frac{4\pi}{3} a^3 \Phi(t) \begin{pmatrix} \Delta p & 0 & 0 \\ 0 & \Delta p & 0 \\ 0 & 0 & \Delta p \end{pmatrix} \quad (A101)$$

où  $\Delta p = K_G \Delta \Theta$ .  $K_G$  étant le module de Gassmann et  $\Delta \Theta$  étant le changement fractionnel de déformation volumique.  $\Phi(t)$  représente la signature en temps du relâchement soudain d'énergie sismique. Dans les modèles, cette signature sera souvent représentée par un signal de Ricker.

Ainsi, les forces engendrées par une explosion s'écrivent dans un système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  (Eq. 3.100 et 3.101) :

$$h_r = M_0 \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\delta(r)}{r} \right] \delta(\theta) \delta(z - z_s) \quad (A102)$$

$$h_\theta = M_0 \frac{\delta(r)}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} [\delta(\theta)] \delta(z - z_s) \quad (A103)$$

$$h_z = M_0 \frac{\delta(r)}{r} \delta(\theta) \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - z_s) \quad (A104)$$

avec  $M_0 = \frac{4\pi}{3} a^3 \Phi(t) \Delta p$ .

On applique à ce système de forces la décomposition en forces verticales et horizontales suggérée par Hudson (1969) comme nous l'avons effectué pour les autres variables (cf Annexe). Cette décomposition s'écrit :

$$h_V = r^{-1} [\partial_r (r h_r) + \partial_\theta h_\theta] \quad (A105)$$

$$h_H = r^{-1} [\partial_r (r h_\theta) + \partial_\theta h_r]. \quad (A106)$$

Ainsi, on obtient :

$$h_V = M_0 \nabla_1^2 \left[ \frac{\delta(r) \delta(\theta)}{r} \right] \delta(z - z_s) \quad (A107)$$

et

$$h_H = 0. \quad (A108)$$

Le passage de ces équations dans le domaine fréquence-nombre d'onde nécessite l'application des transformées de Fourier et de Hankel. Il faut noter que l'opérateur  $\nabla$  possède la propriété suivante: soit  $\phi(r, \theta)$  une fonction quelconque, alors

$$\text{Hankel} - \text{Fourier} \left\{ \nabla_1^2 [\phi(r, \theta)] \right\} = -k^2 \hat{\phi}(k, m) \quad (A109)$$

où  $m$  définit la symétrie azimutale du point source.

La propriété (3.109), ainsi que l'application d'une normalisation par  $i\omega p$ , comme nous l'avons effectué sur les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques (cf Annexe), nous permet d'obtenir au final le système de forces équivalent à une explosion :

$$\hat{h}_1 = ik \hat{M}_0 \delta(z - z_s) \quad (A110)$$

$$\hat{h}_2 = 0 \quad (A111)$$

$$\hat{h}_z = \hat{M}_0 \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - z_s). \quad (A112)$$

Après transformation de Fourier, le terme  $M_0$  devient

$$\hat{M}_0 = \frac{4\pi}{3} a^3 \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi} \Delta p \quad (A113)$$

Au vu des équations (3.19) et (3.22), les vecteurs forces des systèmes PSVTM et SHTE s'écrivent pour une explosion :

$$\mathbf{F}^{PSVTM} = \left[ 0, 0, \frac{ik}{\omega^2 \bar{\rho}} \hat{f}_1, -\hat{F}_1 + \frac{\rho_f}{\bar{\rho}} \hat{f}_1, -\hat{F}_z, -\hat{f}_z, -L \hat{f}_1, 0 \right] \quad (A114)$$

$$\mathbf{F}^{SHTE} = [0, 0, 0, 0], \quad (A115)$$

où les variables  $\bar{\rho}$ ,  $\rho_f$ ,  $L$  sont décrites dans le chapitre 2.



Ainsi, seul le système d'ondes PSVTM est excité par une explosion. Cette source sismique ne peut pas créer d'ondes  $S_H$  ni de champ électromagnétique  $T_E$ .

Kennett (1983) montre que le système de forces confiné dans un plan horizontal peut être décomposé en contributions angulaires de la forme

$$F(z_s) = F_1(k, m, z_s, \omega) \delta(z - z_s) + F_2(k, m, z_s, \omega) \frac{\partial}{\partial z} \delta(z - z_s). \quad (A116)$$

Ainsi, on identifie

$$F_1 = \left[ 0, 0, -\frac{k^2}{\omega^2 \tilde{\rho}}, i\left(\frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 1\right)k, 0, 0, -ikL, 0 \right] \quad (A117)$$

$$F_2 = [0, 0, 0, 0, -1, -1, 0, 0]. \quad (A118)$$

Cette décomposition permet d'exprimer le vecteur discontinuité grâce à la formule (Kennett, 1983):

$$S(z_s) = F_1(k, m, z_s, \omega) + A(z_s) F_2(k, m, z_s, \omega). \quad (A119)$$

Dans le domaine fréquence-nombre d'onde, on obtient en considérant l'expression de  $A$  (Eq. 3.12 à 3.18) et les équations 3.116 à 3.118:

$$S(z_s)^{PSVTM} = M_0 \left[ 0, \frac{C-M}{\Delta}, \frac{C-H}{\Delta}, 2ikG \frac{C-M}{\Delta}, 0, 0, 0, 0 \right] \quad (A120)$$

$$S(z_s)^{SHTE} = [0, 0, 0, 0]. \quad (A121)$$

Les variables  $M$ ,  $C$ ,  $H$ ,  $G$  et  $\Delta$  ont été présentées dans le chapitre 2. Ce résultat diffère de celui publié par Haartsen & Pride (1997).

L'expression de  $S(z_s)^{PSVTM}$  permet par l'intermédiaire des équations (3.97) et (3.98) de calculer les potentiels de source  $\Sigma_U$  et  $\Sigma_D$ .

### Autres sources mécaniques

Dans le cadre de notre étude, il est également intéressant de modéliser des forces ponctuelles simples orientées suivant les trois directions de l'espace. Une force verticale peut modéliser une source à chute de poids fréquemment utilisée en prospection sismique. Dans ce paragraphe, nous n'indiquerons que l'expression du vecteur  $S$  pour différentes sources mécaniques, les démonstrations utilisant les mêmes arguments que dans le cas d'une explosion.

### Force verticale

$$S(z_s)^{PSVTM} = -\frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi} [0, 0, 0, 0, F_z, F_z, 0, 0]^T \quad (A122)$$

$$S(z_s)^{SHTE} = [0, 0, 0, 0] \quad (A123)$$

### Force suivant x et y

$$S_{F_x}(z_s)^{PSVTM} = \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi} \left[ 0, 0, \pm \frac{ip}{\omega \tilde{\rho}} \frac{F_x}{2}, \pm \left(\frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 1\right) \frac{F_x}{2}, 0, 0, \mp L \frac{F_x}{2}, 0 \right]^T \quad (A124)$$

$$S_{F_x}(z_s)^{SHTE} = \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi} \left[ 0, -i\left(\frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 1\right) \frac{F_x}{2}, -iL \frac{F_x}{2}, 0 \right]^T \quad (A125)$$

$$S_{F_y}(z_s)^{PSVTM} = \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi} \left[ 0, 0, \frac{p}{\omega \tilde{\rho}} \frac{F_y}{2}, -i\left(\frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 1\right) \frac{F_y}{2}, 0, 0, iL \frac{F_y}{2}, 0 \right]^T \quad (A126)$$

$$S_{F_y}(z_s)^{SHTE} = \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi} \left[ 0, \mp \left(\frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 1\right) \frac{F_y}{2}, \mp L \frac{F_y}{2}, 0 \right]^T. \quad (A127)$$

### Dipôle vertical

$$S_{D_{v_x}}(z_s)^{PSVTM} = M_0 \left[ 0, \frac{M-C}{\Delta}, \frac{(H-C)}{\Delta} - \frac{p^2}{\tilde{\rho}}, ik \left(1 - \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}}\right), 0, 0, 0, 0 \right]^T \quad (A128)$$

$$S_{D_{v_x}}(z_s)^{SHTE} = [0, 0, 0, 0]. \quad (A129)$$

### B- Forces ponctuelles électromagnétiques

L'excitation du milieu par des forces électriques et magnétiques peut donner lieu à des couplages électro-osmotiques décrits dans le chapitre précédent. Ces effets sont intéressants à étudier non seulement pour leurs applications potentielles sur le terrain, mais également parce qu'ils vont permettre de vérifier la réciprocité des phénomènes électrocinétiques et électro-osmotiques. Les résultats présentés ci-après sont identiques à ceux publiés par Haartsen & Pride (1997).



### Dipôle électrique horizontal

Les dipôles électriques sont des sources utilisées fréquemment en prospection électromagnétique. Ils peuvent être représentés par deux charges de signes opposés séparées par une distance  $d_1$ . Soit un dipôle de moment  $m_0 = q_0 d_1$  situé à la position  $r_s$  orienté suivant la direction  $x$ . La densité de courant correspondant à cette source est :

$$\hat{C}_x(z_s) = -i\omega d \hat{\Phi}(t) \delta(z - z_s) \hat{x} \quad (A130)$$

où  $\hat{\Phi}(t)$  est la signature en temps de la source électrique.

De la définition du vecteur force (Eq. 3.19 et 3.22) et de la décomposition d'une source ponctuelle en contributions angulaires (Eq. 106), on trouve après passage dans le domaine fréquence-nombre d'onde les vecteurs sources correspondant à des dipôles électriques dans les directions  $x$  et  $y$

$$S_{C_x}(z_s)^{PSVTM} = \mp i\omega m_0 \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{4\pi} [0, 0, 0, 0, 0, 1, 0] \quad (A131)$$

$$S_{C_x}(z_s)^{SHTE} = \omega m_0 \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{4\pi} [0, 0, 1, 0] \quad (A132)$$

$$S_{C_y}(z_s)^{PSVTM} = \omega m_0 \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{4\pi} [0, 0, 0, 0, 0, 1, 0] \quad (A133)$$

$$S_{C_y}(z_s)^{SHTE} = \mp i\omega m_0 \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{4\pi} [0, 0, 1, 0]. \quad (A134)$$

### Dipôle électrique vertical

Seul le système PSVTM peut être excité par un dipôle électrique vertical. La densité de courant représentant cette source est :

$$\hat{C}_z(z_s) = -i\omega d \hat{\Phi}(\omega) \delta(z - z_s) \hat{z}. \quad (A135)$$

Ainsi, on trouve :

$$S_{C_z}(z_s)^{PSVTM} = -i\omega d \frac{\hat{\Phi}(\omega)}{2\pi\epsilon} \left[ 0, 0, 0, 0, 0, \bar{\rho}L, 0, \frac{k}{\omega} \right]. \quad (A136)$$

### Boucle de courant

La boucle de courant est également très utilisée en prospection électromagnétique (méthodes électromagnétiques transitoires ou harmoniques).

Haartsen & Pride (1997) obtiennent le vecteur discontinuité en considérant une boucle de courant de rayon  $a$  dans laquelle circule un courant  $I_0 s(t)$ , où  $s(t)$  est la signature en temps de la circulation de courant dans la direction  $\theta$ . Ceci donne :

$$\hat{C}(r, t) = s(t) I_0 \delta(r - a) \delta(z - z_s) \hat{\phi} \quad (A137)$$

Ils obtiennent le vecteur discontinuité  $S$  correspondant pour le système SHTE

$$S_C(z_s)^{SHTE} = \frac{ik}{2} \hat{s}(\omega) I_0 a^2 [0, 0, 1, 0]. \quad (A138)$$

### 3.3.3 Réponse d'un milieu stratifié plan

La réponse sismique et électromagnétique globale d'un milieu poreux stratifié plan peut être obtenue d'après les équations de Kennett & Kerry (1979).

Les termes de déplacements, de contraintes ou de champs électromagnétiques créés par une source située au-dessus du récepteur situé à la profondeur  $z_r$  s'expriment par la formule :

$$Z(z_r) = (C_D + C_U R_D^{RL}) [I - R_U^{RS} R_D^{RL}]^{-1} T_D^{RS} [I - R_U^{FS} R_D^{SL}]^{-1} (\Sigma_D - R_U^{FS} \Sigma_U) \quad (A139)$$

Les indices  $R$ ,  $S$ ,  $F$  et  $L$  désignent respectivement les positions du récepteur, de la source, de la surface libre et du demi-espace homogène.

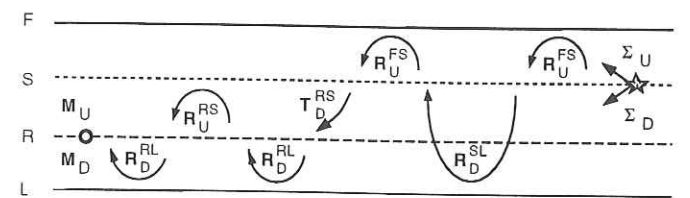


FIG. 3.2 - Source au-dessus du récepteur

Compte tenu des tailles des matrices, pour le système PSVTM, le vecteur  $Z$  est de dimension (4), c'est à dire que l'on aura accès à quatre types de champs différents sur les huit qui composent  $B$  (Eq 3.11). Il faut adapter en conséquence les matrices  $C_D$  et  $C_U$ , de dimension (4,4),



qui convertissent aux récepteurs les potentiels en déplacements, en contraintes ou en champs électromagnétiques (Eq. 3.52). A titre d'exemple, nous avons choisi de modéliser pour le cas PSVTM les champs  $\hat{u}_1$ ,  $\hat{u}_z$ ,  $\hat{E}_1$  et  $\hat{H}_2$ , qui sont accessibles à la mesure expérimentale.

Pour le système SHTE, on aura accès à 2 types de champs en même temps, et les matrices  $C_D$  et  $C_U$  sont de dimensions (2,2).

Lorsque la source est située sous les récepteurs, on obtient :

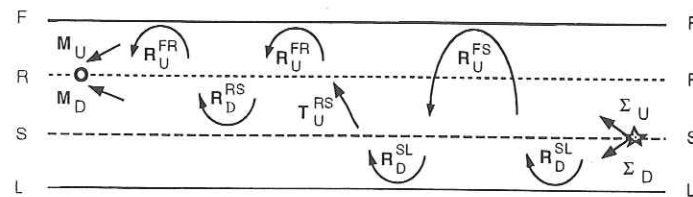


FIG. 3.3 - Source en dessous du récepteur

$$\mathbf{Z}(z_r) = (\mathbf{C}_U + \mathbf{C}_D \mathbf{R}_U^{FR}) [\mathbf{I} - \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR}]^{-1} \mathbf{T}_U^{RS} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_D^{SL} \mathbf{R}_U^{FS}]^{-1} (\mathbf{R}_D^{SL} \Sigma_D - \Sigma_U) \quad (\text{A140})$$

Pour faciliter leur compréhension, ces équations peuvent être lues de droite à gauche. On observe tout d'abord les termes de source, puis les termes de réflectivité du milieu et enfin la conversion des potentiels en déplacements, contraintes ou champs électromagnétiques au niveau des récepteurs.

L'indépendance de ces 3 parties s'avère intéressante. Par exemple, dans la partie réflective, il est possible de supprimer les réflexions multiples de nos calculs. En effet, développons par exemple le terme  $[\mathbf{I} - \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR}]^{-1}$ :

$$[\mathbf{I} - \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR}]^{-1} = \mathbf{I} + \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR} + \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR} \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR} \quad (\text{A141})$$

Ne prendre en compte uniquement les termes  $\mathbf{I} + \mathbf{R}_D^{RS} \mathbf{R}_U^{FR}$ , revient à ne considérer que les réflexions primaires aux interfaces.

On pourra également prendre en compte ou non les ondes directes, et les réflexions à la surface libre.

Un autre avantage de la méthode de réflectivité concerne les couplages sismo-électriques, où l'on pourra faire apparaître artificiellement, en multipliant certains coefficients de réflexion aux

interfaces, des ondes électromagnétiques généralement d'amplitude très faible. Cette application sera abordée lorsque l'on comparera notre méthode avec celle utilisée par Haartsen & Pride (1997).

Jusqu'à présent, nous avons calculé la réponse en ondes planes en termes de déplacements, contraintes et champs électriques et magnétiques pour différentes sources sismiques et électromagnétiques à fréquence et nombre d'onde donnés. La dernière étape consiste à sommer toutes les contributions. Cette étape d'intégration va être réalisée avec la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon & Aki, 1977; Bouchon, 1981).

### 3.3.4 Transformation dans le domaine temps-distance

Les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques ont été obtenus dans le domaine temps-distance à partir de la réponse en ondes planes calculée dans le domaine fréquence-nombre d'onde pour un type de source donné. La transformation dans le domaine temps-distance s'effectue à l'aide d'une intégrale double sur les fréquences  $\omega$  et sur les nombres d'ondes  $k$ , et d'une somme discrète sur les ordres azimutaux  $m$  caractérisant la source d'excitation du milieu:

$$u_z(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{-i\omega t} \int_0^{+\infty} k dk \sum_{m=-N}^N [J_m(kr) \hat{u}_z(\omega, k, m, z)] e^{im\theta} \quad (\text{A142})$$

$$u_r(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{-i\omega t} \int_0^{+\infty} k dk \sum_{m=-N}^N \left[ \frac{m}{kr} J_m(kr) \hat{u}_2(\omega, k, m, z) - i J'_m(kr) \hat{u}_1(\omega, k, m, z) \right] e^{im\theta} \quad (\text{A143})$$

$$u_\theta(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{-i\omega t} \int_0^{+\infty} k dk \sum_{m=-N}^N \left[ \frac{m}{kr} J_m(kr) \hat{u}_1(\omega, k, m, z) + i J'_m(kr) \hat{u}_2(\omega, k, m, z) \right] e^{im\theta} \quad (\text{A144})$$

Les relations détaillées ci-dessus pour les déplacements s'appliquent également pour les champs  $E_r$ ,  $E_\theta$ ,  $H_r$ ,  $H_\theta$ , le déplacement  $w_z$  et les contraintes  $\tau_{rz}$ ,  $\tau_{\theta z}$ ,  $\tau_{zz}$ ,  $-P$ .

Dans ces expressions, les fonctions  $J_m(\xi)$  représentent les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre  $m$  et les fonctions  $J'_m(\xi)$  représentent les dérivées de ces fonctions de Bessel, telles que:

$$J'_m(\xi) = dJ_m(\xi)/d\xi. \quad (\text{A145})$$

Les valeurs de  $m$  à considérer pour des sources ponctuelles sont  $m = 0, \pm 1, \pm 2$  suivant leur propriétés de symétrie. Ainsi, dans le cas d'une explosion ou d'une force orientée suivant  $z$ , on



a  $m = 0$ . Pour des forces orientées suivant  $x$  ou  $y$ , on a  $m = \pm 1$  et dans le cas de couples de forces, on a  $m = \pm 2$ .

Pour simplifier les expressions des champs, nous avons utilisé les propriétés des fonctions de Bessel, à savoir

$$J_{m+1}(\xi) + J_{m-1}(\xi) = 2mJ_m(\xi)/\xi, \quad (\text{A146})$$

$$J_{-m}(\xi) = (-1)^m J_m(\xi), \quad (\text{A147})$$

$$\text{et} \quad J'_m(\xi) = J_{m-1}(\xi) - mJ_m(\xi)/\xi. \quad (\text{A148})$$

Nous avons remplacé les termes  $J_1(\xi)/\xi$  par la fonction  $J_{inc}$  telle que :

$$J_{inc}(\xi) = J_1(\xi)/\xi \quad (\text{A149})$$

$$J_{inc}(0) = 1/2. \quad (\text{A150})$$

Les termes en  $J_{inc}(kr)$  n'influent que pour les faibles valeurs du produit  $kr$ , c'est à dire, vu la définition de  $k$  ( $k = \omega \sin(i)/V$ , où  $V$  est la vitesse de l'onde considérée), lorsque les angles d'incidence sont faibles ou lorsque les distances radiales de propagation sont petites par rapport à la longueur d'onde du signal incident.

Nous avons également remplacé la dépendance azimutale  $e^{im\theta}$  des équations 3.142 à 3.145 par des termes en  $\sin(\theta)$  et  $\cos(\theta)$ .

L'intégrale suivant les nombres d'onde  $k_x$  et  $k_y$  est évaluée par la méthode des nombres d'ondes discrets (Bouchon, 1981). L'introduction d'une série de sources secondaires concentriques par rapport à la source originale située à  $r = 0$  permet de discrétiser le calcul des intégrales en nombre d'onde. La périodicité  $L_p$  de ces sources est liée à la valeur du pas de discrétisation  $\Delta k$  par la relation :

$$\Delta k = \frac{2\pi}{L_p}. \quad (\text{A151})$$

La réponse d'une série de sources est la même que la réponse d'une source unique au temps  $t$  et aux distances  $r$ , si

$$r < L_p/2 \quad \text{et} \quad \sqrt{(L_p - r)^2 + z^2} > v_{max}t, \quad (\text{A152})$$

où  $v_{max}$  est la vitesse de l'onde la plus rapide dans le milieu. Ceci impose une valeur minimale pour le pas de discrétisation  $L_p$ . Ces relations garantissent qu'aucune onde parasite provenant des sources secondaires rajoutées artificiellement ne rentre dans la fenêtre de calcul.

On peut se poser la question du choix de la valeur de  $v_{max}$  à considérer. En effet, la vitesse maximale des ondes en présence est celle des ondes électromagnétiques, et donc le choix logique pour éviter des ondes parasites serait de considérer un pas de discrétisation  $\delta k$  adapté aux vitesses électromagnétiques. Néanmoins, cette éventualité pose problème quand au temps de calcul. Nous avons effectué des tests qui montrent que lorsque la source est de nature sismique, les résultats sont rigoureusement identiques suivant que l'on choisit  $v_{max} = v_{sis}$  où  $v_{max} = v_{em}$ . Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une onde électromagnétique convertie à une interface possède un diagramme de radiation qui montre que l'amplitude s'atténue rapidement avec la distance. Par conséquent, l'amplitude des sources secondaires rajoutées sera très faible par rapport à celle de la source principale, qui elle-même est déjà d'amplitude faible par rapport aux champs électriques ou magnétiques qui accompagnent les ondes sismiques.

Par contre, lorsque la source d'excitation du milieu est de nature électrique ou magnétique et que l'on étudie uniquement la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu poreux, il est indispensable de prendre en compte la vitesse maximale des ondes électromagnétiques dans le calcul du pas de discrétisation  $\delta k$ .

La réponse en temps des sources concentriques étant infinie, l'utilisation de la transformation discrète de Fourier introduit du repliement dans la solution temporelle. Pour éviter cet effet, tous les calculs sont conduits en donnant à la pulsation  $\omega$  une faible partie imaginaire, choisie de telle sorte que ces perturbations soient suffisamment atténuées pour que leur contribution soit négligeable. Ceci permet également de décaler dans le plan complexe les singularités dues à la réflectivité dans le domaine  $f - k$  qui pourraient poser problème lors de l'intégration suivant les nombres d'ondes réels. Bouchon (1981) propose de considérer une partie imaginaire de la fréquence égale à  $\omega_I = -\pi/t_l$  où  $t_l$  représente la durée de la fenêtre temporelle choisie pour les calculs. Le retour en temps est obtenu en utilisant la transformée de Fourier inverse rapide. Les effets d'atténuation sont ensuite compensés en multipliant la solution par le facteur  $\exp[-\omega_I t_l]$ .

Dans une étape finale des calculs, on peut exprimer les déplacements et les champs électromagnétiques en coordonnées cartésiennes. Cette approche évite une double intégrale suivant les nombres d'ondes  $k_x$  et  $k_y$ . Pour les déplacements, par exemple, on pourra écrire :

$$u_x(r, \theta, z, t) = u_r(r, \theta, z, t)\cos(\theta) - u_\theta(r, \theta, z, t)\sin(\theta) \quad (\text{A153})$$



$$u_y(r, \theta, z, t) = u_r(r, \theta, z, t) \sin(\theta) + u_\theta(r, \theta, z, t) \cos(\theta). \quad (\text{A154})$$

Cette étape terminée, nous sommes capables de calculer des “sismo-électrogrammes” et des “sismo-magnétogrammes” synthétiques pour un empilement de couches planes poreuses décrites par leur propriétés mécaniques, hydrologiques et électriques. Nous avons testé la validité du programme de simulation de deux manières différentes : d’une part, par la vérification des relations de réciprocité des tenseurs de Green et d’autre part par une comparaison avec les résultats publiés par Haartsen & Pride (1997) qui ont utilisé la méthode de la matrice globale développée par Chin *et al.* (1984). Il faut noter que ces vérifications, si elles s’avèrent nécessaires pour tester la validité de notre programme, ne sont pas suffisantes pour garantir l’exactitude complète du code de calcul.

### 3.4 Relations de réciprocité

Les relations de réciprocité (de symétrie) des tenseurs de Green (Aki et Richards, 1980, p. 25 à 29) constituent un bon moyen de traquer les erreurs dans un tel code numérique. Nous allons montrer dans cette section que le programme de simulation que nous avons développé vérifie ces relations de réciprocité en globalité, c’est à dire pour les déplacements générés par des sources d’excitation mécaniques du milieu, pour les champs électromagnétiques générés par des sources d’excitation électrique du milieu, mais aussi pour les déplacements et les champs électriques couplés, symétries que Pride & Haartsen (1996) avaient obtenues analytiquement.

#### 3.4.1 Déplacements

Soit  $G_j^i(x_r, t; x_s, t_0)$  ( $i = 1, 3; j = 1, 3$ ) le tenseur de Green représentant les déplacements dans la direction  $i$  enregistrés au point  $x_r$ , mesurés au temps  $t$ , générés par une force ponctuelle située au point  $x_s$  et agissant dans la direction  $j$  au temps  $t_0$ .

Le théorème de réciprocité des tenseurs de Green indique que l’égalité suivante doit être vérifiée :

$$G_j^i(x_r, t; x_s, t_0) = G_i^j(x_s, t; x_r, t_0). \quad (\text{A155})$$

En d’autres termes, le déplacement dans la direction  $i$  mesurée en  $x_r$  au temps  $t$  pour une force ponctuelle située au point  $x_s$  agissant au temps  $t_0$  dans la direction  $j$ , est égal au déplacement mesuré dans la direction  $j$  au point  $x_s$  pour une force ponctuelle agissant dans la direction  $i$  au point  $x_r$  et au temps  $t_0$ .

Pour vérifier cette égalité, nous avons pris un modèle stratifié très simple : une couche plane d’une épaisseur de 100 mètres surmontant un demi-espace. Les propriétés physiques de la couche

plane sont décrites dans le tableau 3.1. Les vitesses de chaque type d’onde ont été calculées pour une fréquence de 70 Hz et sont écrites dans le tableau 3.2. Le contraste entre les deux couches apparaît principalement dans la porosité et la perméabilité. Nous avons pris en compte les forces

Propriétés	couche plane	demi-espace
porosité $\phi$ (%)	15	30
perméabilité $k_0$ ( $m^2$ )	$10^{-12}$	$10^{-11}$
module compressibilité solide $k_s$ (Pa)	$3.6 \times 10^{10}$	$3.6 \times 10^{10}$
module compressibilité fluide $k_f$ (Pa)	$2.2 \times 10^9$	$2.2 \times 10^9$
module compressibilité squelette $k_{fr}$ (Pa)	$9.0 \times 10^9$	$7.0 \times 10^9$
module cisaillement squelette $G_{fr}$ (Pa)	$7.0 \times 10^9$	$5.0 \times 10^9$
viscosité fluide $\eta$ (Pa.s)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
densité solide $\rho_s$ ( $Kg/m^3$ )	$2.7 \times 10^3$	$2.7 \times 10^3$
densité fluide $\rho_f$ ( $Kg/m^3$ )	$1.0 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$
salinité $C_0$ (mol/l)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
température $T$ ( $^{\circ}K$ )	298	298
permittivité fluide $\kappa_f$	80	80
permittivité solide $\kappa_s$	4	4
tortuosité $\alpha_\infty$	3	3

TAB. 3.1 – Propriétés des couches caractérisant le modèle utilisé pour étudier la réciprocité des déplacements.

Vitesses (m/s) (70 Hz)	couche plane	demi-espace
Onde P	3195.2	2865.4
Onde lente de Biot	17.9	43.4
Onde S	1692.0	1511.0
Onde EM	251067	177996

TAB. 3.2 – Vitesses des ondes en présence calculées à la fréquence dominante du signal.

ponctuelles orientées suivant les 3 directions de l’espace,  $F_x$ ,  $F_y$  et  $F_z$  pour vérifier la réciprocité des déplacements.

Deux géométries source-récepteurs doivent être considérées et sont illustrées sur la figure 3.4. Pour la première géométrie, la source est située pratiquement en surface (10 cm de profondeur) et les récepteurs sont situés dans le demi-espace inférieur à une profondeur de 150 mètres, régulièrement espacés selon l’axe  $Ox$  de -500 à 0 mètres et déportés par rapport à la source de -200 mètres suivant l’axe  $Oy$ . Dans ce cas, les ondes sont principalement descendantes et les figures correspondantes seront notées “dw” (downward) par la suite.

La deuxième géométrie consiste à prendre la réciproque de la première, à savoir, la source est située à une profondeur de 150 mètres et les récepteurs sont espacés régulièrement de 0 à 500 mètres selon l’axe  $Ox$  et déportés de +200 mètres selon l’axe  $Oy$ . Les figures correspondantes seront notées “up” (upward) par la suite.



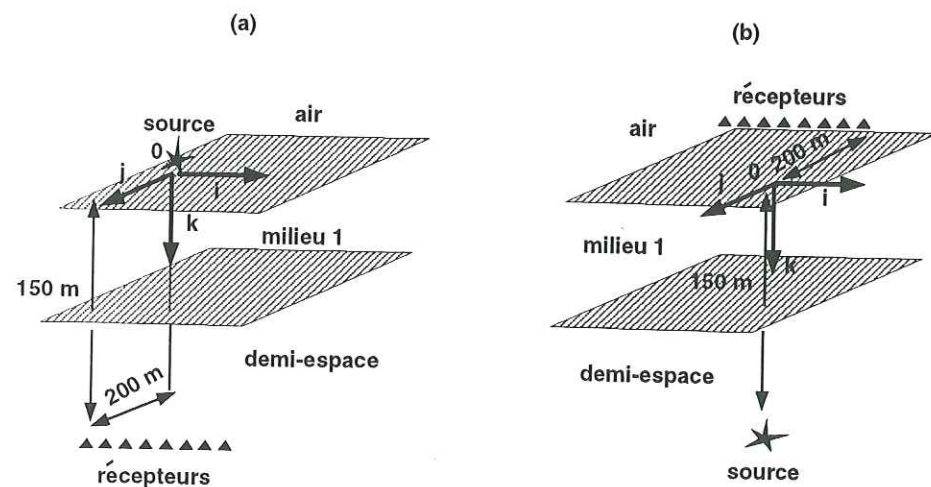


FIG. 3.4 - Géométries source-récepteurs: (a) = Down, (b) = Up

Dans tous nos calculs, nous avons pris en compte les réflexions à la surface libre ainsi que les ondes directes. La dépendance temporelle des sources est un signal de Ricker à phase nulle de fréquence dominante 70 Hz. Nous avons effectué les calculs sur une période temporelle de 0.6 s incluant une avance sur le déclenchement de la source de 0.1 s. Les 30 récepteurs sont régulièrement espacés de 17.2414 mètres sur une longueur totale de 500 mètres.

La nomenclature choisie sur les figures va décrire en premier lieu la nature du champ enregistré ( $u_x$ ,  $u_y$  ou  $u_z$ ), puis la source d'excitation du milieu, et enfin la géométrie source-récepteurs. Par exemple: " $u_x / F_y - up$ " correspond au déplacement suivant  $Ox$ , généré par une force ponctuelle dirigée suivant  $Oy$  pour la géométrie où la source est en profondeur et les récepteurs en surface. Pour vérifier la réciprocité au niveau des amplitudes, nous indiquons également sur les signaux synthétiques l'amplitude maximale de la section. Enfin, pour les comparer directement aux sections "Down", nous avons "retourné" les sections correspondant à la géométrie "Up".

Les figures 3.5, 3.6 et 3.7 montrent que la réciprocité des déplacements engendrés par des forces ponctuelles sismiques est vérifiée tant au niveau des formes d'ondes que des amplitudes. En effet, si l'on prend les cas " $u_x / F_z - dw$ " et " $u_z / F_x - up$ " (fig. 3.7), on observe une corrélation optimale entre ces deux sismogrammes. On distingue 5 événements sur ces sismogrammes. La première arrivée correspond à une onde  $P_f$  incidente, transmise à l'interface. Puis apparaît très faiblement le déplacement dû à la conversion d'une onde  $S_V$  en onde  $P_f$  à l'interface située à 100 mètres de profondeur. On observe ensuite le signal dû à la réflexion de l'onde  $P_f$  à l'interface qui, en remontant s'est réfléchi à nouveau à la surface libre et est transmise à l'interface. Le signal dominant sur cette section est généré par la transmission d'une onde  $S$  incidente à l'interface et

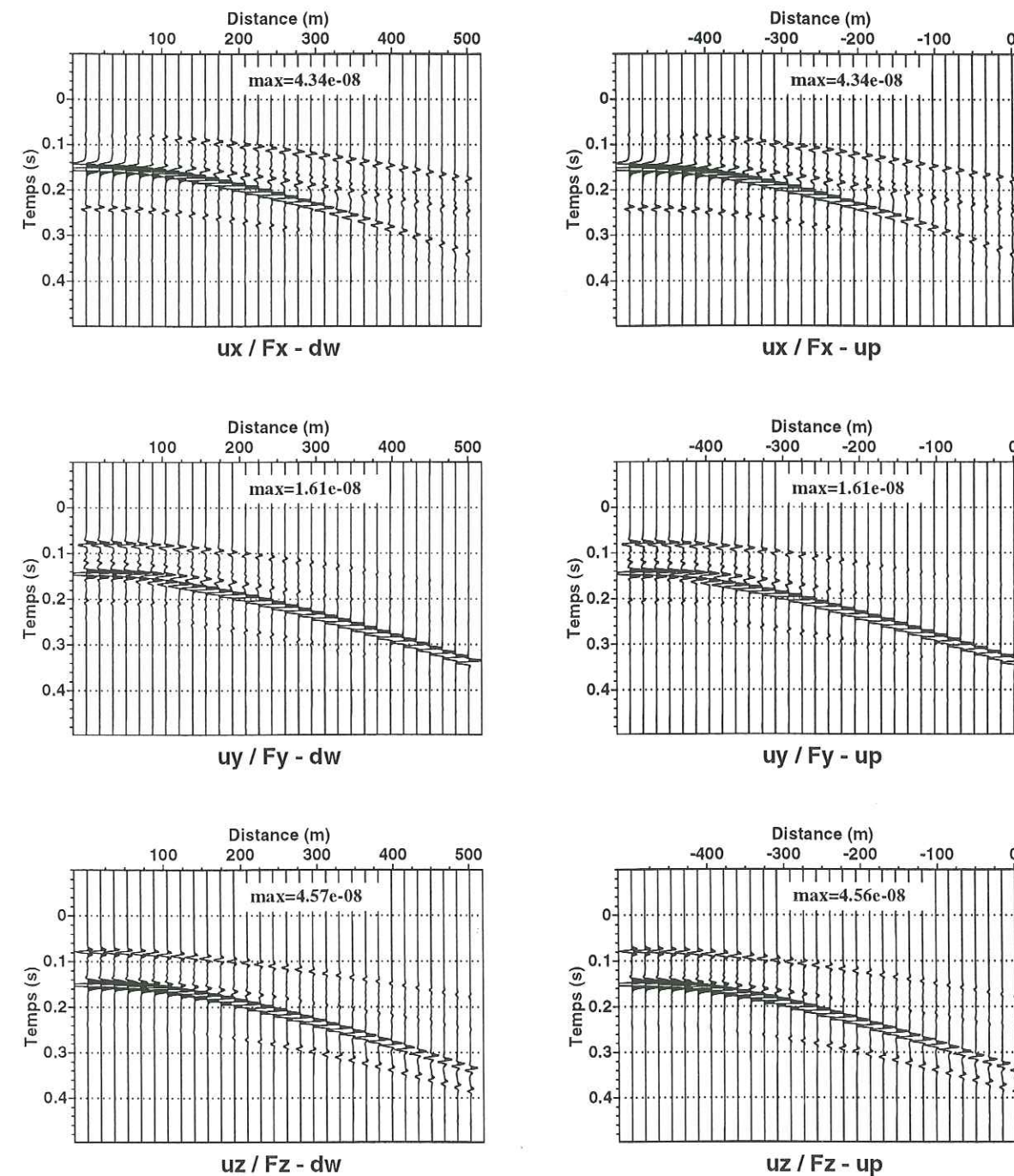


FIG. 3.5 - Réciprocité des déplacements générés par des forces sismiques



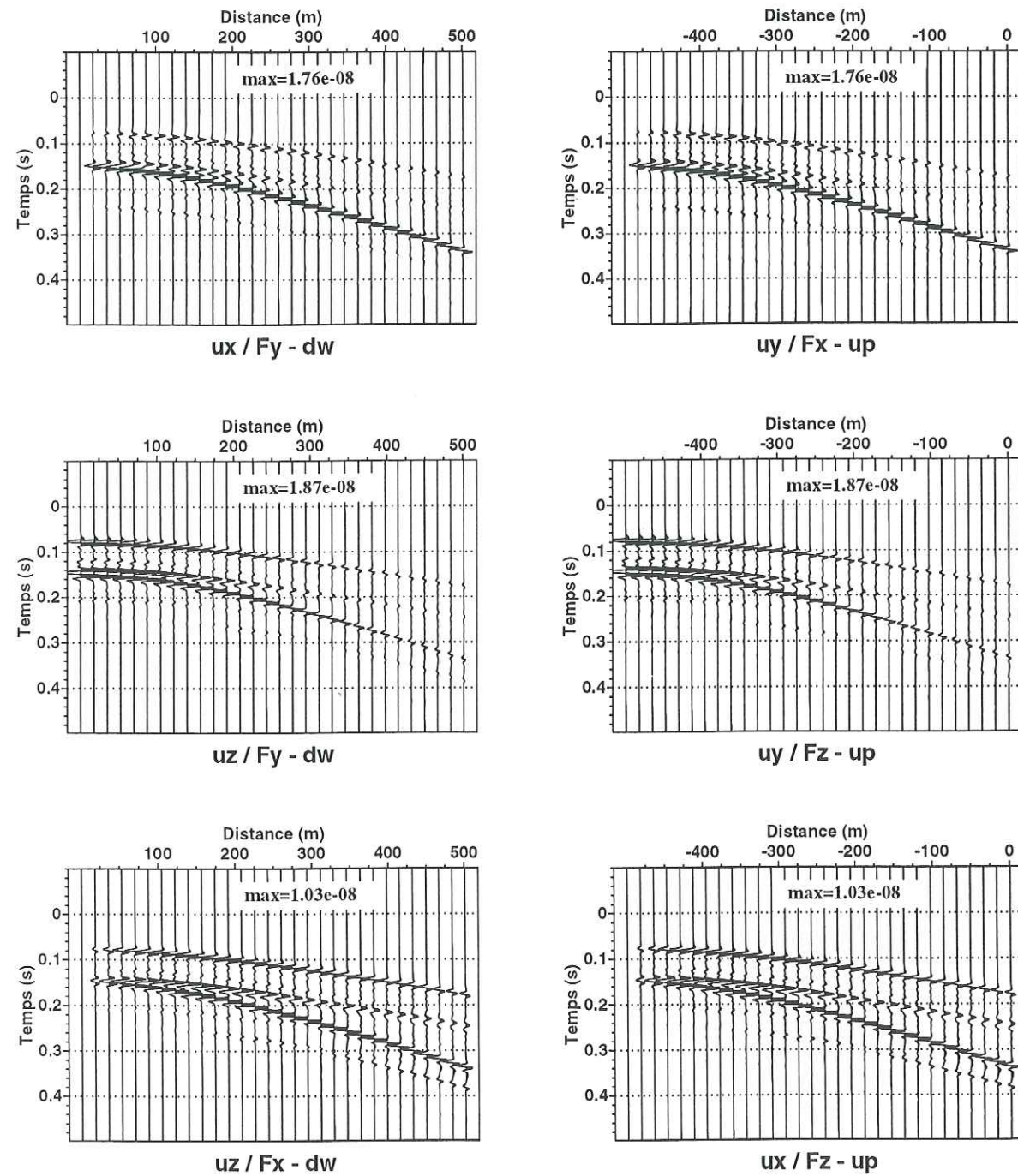


FIG. 3.6 – Réciprocité des déplacements générés par des forces sismiques

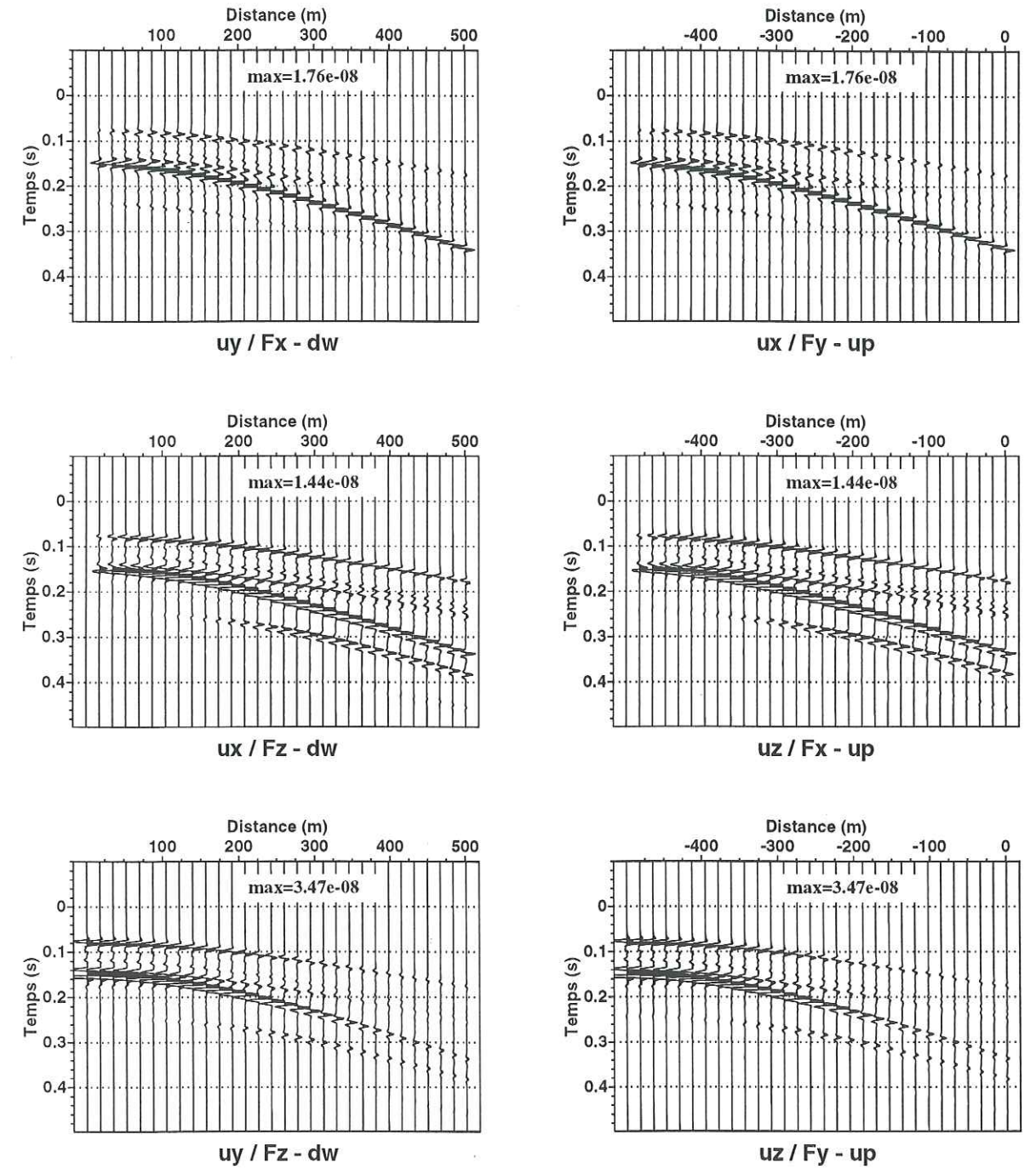


FIG. 3.7 – Réciprocité des déplacements générés par des forces sismiques



est suivi par un signal généré par la double réflexion d'une onde  $S$  à l'interface puis à la surface libre et qui est convertie en onde  $P_f$  à l'interface située à 100 mètres de profondeur.

### 3.4.2 Champs électriques

Pour l'étude de la réciprocité des champs électriques, nous avons considéré un modèle géologique qui correspond mieux aux études menées classiquement en prospection électromagnétique. Le milieu étudié est constitué d'une couche de sable de 5 mètres d'épaisseur comprise entre deux demi-espaces homogènes. L'espace situé au dessus de la couche de sable représente l'air, tandis que la base est constituée d'argiles. Au niveau des propriétés électriques, nous avons uniquement considéré des contrastes de porosité et de permittivité du matériau, ce qui implique des contrastes de conductivité électrique. La figure 3.8 montre le modèle utilisé et détaille la configuration source-récepteurs correspondant à la géométrie "up".

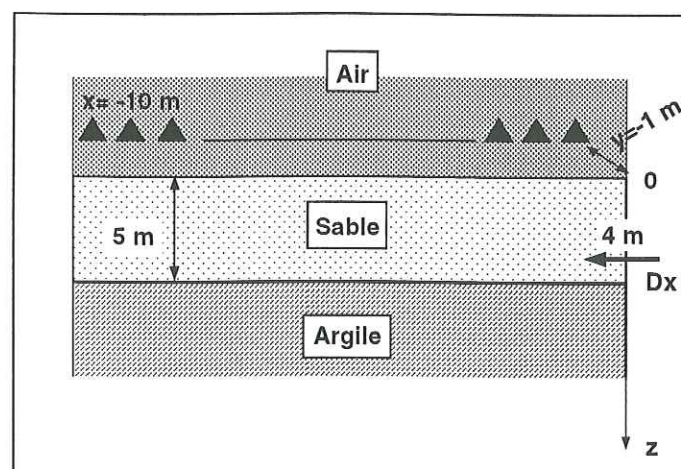


FIG. 3.8 – Modèle géologique et configuration source-récepteurs (géométrie "Up") utilisés pour l'étude de la réciprocité des champs électriques générés par des sources électriques.

Dans la présentation des résultats, nous nous sommes limités aux seuls champs électriques  $E_x$  et  $E_y$  générés par des dipôles électriques  $D_x$  et  $D_y$ , respectivement orientés suivant l'axe  $Ox$  et  $Oy$ . Dans la configuration "Up" décrite sur la figure 3.8, les 30 récepteurs électriques sont régulièrement espacés de  $-10$  à  $0$  mètres en surface le long de l'axe  $Ox$  et déportés de  $-1$  mètre dans la direction  $Oy$ . La source est positionnée à 4 mètres de profondeur. La géométrie "Down"

constitue une sorte de réciproque de la première, à savoir que la source est positionnée en surface et les récepteurs en profondeur. La fréquence dominante du signal est de 200 MHz. La source d'excitation du milieu étant de nature électromagnétique, le calcul du pas de discrétisation  $\delta k$  a été effectué en considérant la vitesse de l'onde électromagnétique dans l'air.

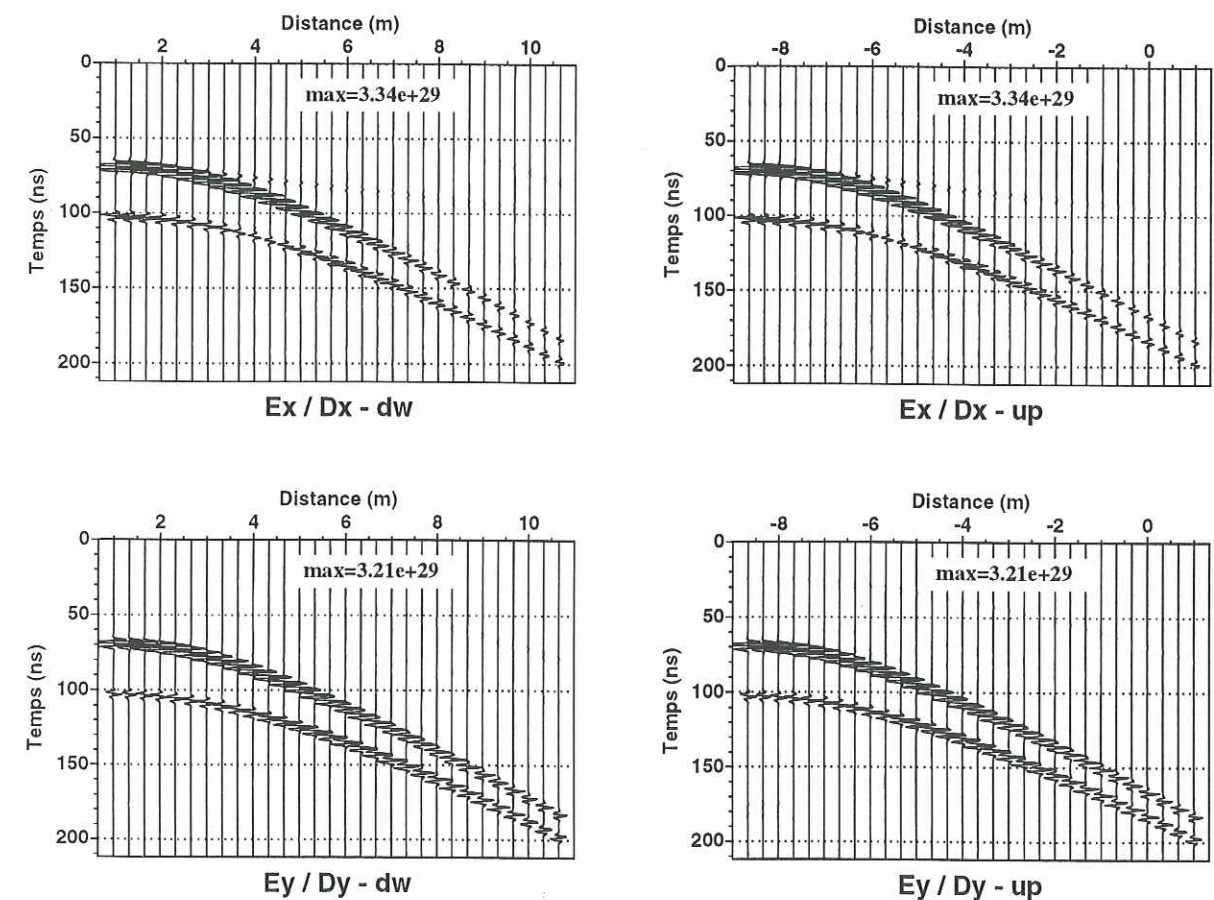


FIG. 3.9 – Réciprocité des champs électriques générés par des dipôles électriques

Comme sur les sismogrammes présentés auparavant, nous avons représenté sur les électrogrammes synthétiques présentés sur les figures 3.9 et 3.10 l'amplitude maximale de la section, ce qui fournit une vérification supplémentaire pour la réciprocité.

On distingue sur ces enregistrements trois ondes. Considérons, par exemple, la section  $E_x/D_x - Up$ . On observe une onde d'amplitude très faible, qui se propage à la vitesse la plus rapide, puis une onde dont l'amplitude domine la section, et, plus tard une seconde onde, d'amplitude moindre, mais de vitesse de propagation sensiblement égale. La source étant positionnée en



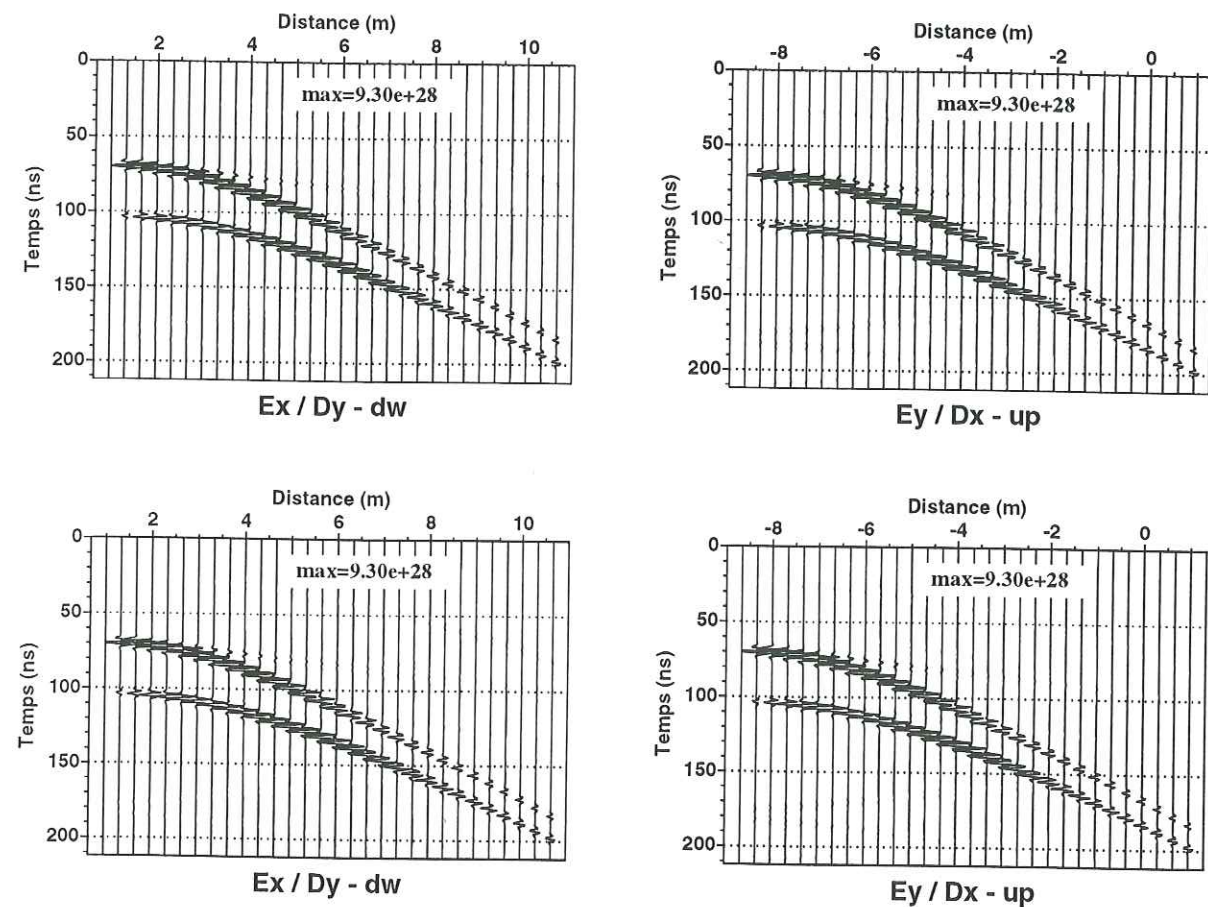


FIG. 3.10 – Réciprocité des champs électriques générés par des dipôles électriques

profondeur, l'onde dominante correspond à l'onde se propageant directement de la source aux récepteurs, tandis que la seconde onde correspond à l'onde réfléchi à l'interface sable-argile. L'onde la plus rapide d'amplitude faible, est générée par la réfraction dans l'air ( $v_{em} = 3.10^8 m/s$ ) de l'onde directe.

On observe également sur ces deux figures, que le théorème de réciprocité est également vérifié pour les champs électriques, que ce soit au niveau des formes d'ondes, que des amplitudes. Par exemple, on constate que la section " $E_x/D_y - dw$ " est rigoureusement semblable à la section " $E_y/D_x - up$ " (fig. 3.10).

### 3.4.3 Couplages déplacements - champs électriques

Jusqu'ici, nous avons vérifié les relations de réciprocité dans les cas "sismique" et "électrique" de manière indépendante, mais en tenant compte des couplages sismo-électromagnétiques dans

nos calculs. La comparaison des déplacements produits par des forces électriques et les champs électriques générés par des excitations sismiques constitue la dernière phase de vérification.

Nous avons calculé les déplacements engendrés par des sources électriques dipolaires ainsi que les champs électriques générés par des forces mécaniques orientées suivant les 3 directions de l'espace. Nous avons pris soin d'adapter l'intensité des sources en présence pour pouvoir comparer les amplitudes des champs générés.

Par exemple, l'expression d'une force verticale  $F_z$  correspondant à une chute de poids à la position  $r_1$  est:

$$F_1(r) = mg\hat{\phi}_1(\omega)\delta(r - r_1)\hat{z} \quad (A156)$$

où  $m$  et  $g$  représentent respectivement la masse et l'accélération de la source.

Soit  $D_x$  une source électrique représentant un dipôle orienté suivant  $Ox$ , à la position  $r_2$  et de moment  $d$ :

$$D_x(r) = -i\omega d\hat{\phi}_2(\omega)\delta(r - r_2)\hat{x} \quad (A157)$$

alors, pour pouvoir comparer les amplitudes des champs électriques et des déplacements générés par ces deux types de sources, la réciprocité impose la relation:

$$\frac{\hat{\phi}_2(\omega)d}{\hat{\phi}_1(\omega)mg} = 1. \quad (A158)$$

Les figures 3.11, 3.12, 3.13 et 3.14 présentent les comparaisons entre les déplacements engendrés par des sources dipolaires électriques et les champs électriques générés par des forces mécaniques orientées suivant les 3 directions de l'espace.

Nous avons vérifié que les événements sismiques créés par les sources électriques sont dus au couplage électro-osmotique qui génère des potentiels sismiques au niveau de la source. En amplifiant les premiers instants suivant le déclenchement de la source, nous aurions pu également identifier une onde électromagnétique directement transmise de la source vers les récepteurs et qui a été générée par la source électrique via le mécanisme de couplage électrocinétique. Sur tous ces enregistrements, on constate que les ondes sismiques générées par les sources électriques sont rigoureusement semblables aux champs électriques générés par la propagation des ondes sismiques, garantissant ainsi la réciprocité générale des tenseurs de Green.

Nous avons montré dans ce paragraphe que notre programme vérifiait le théorème général de



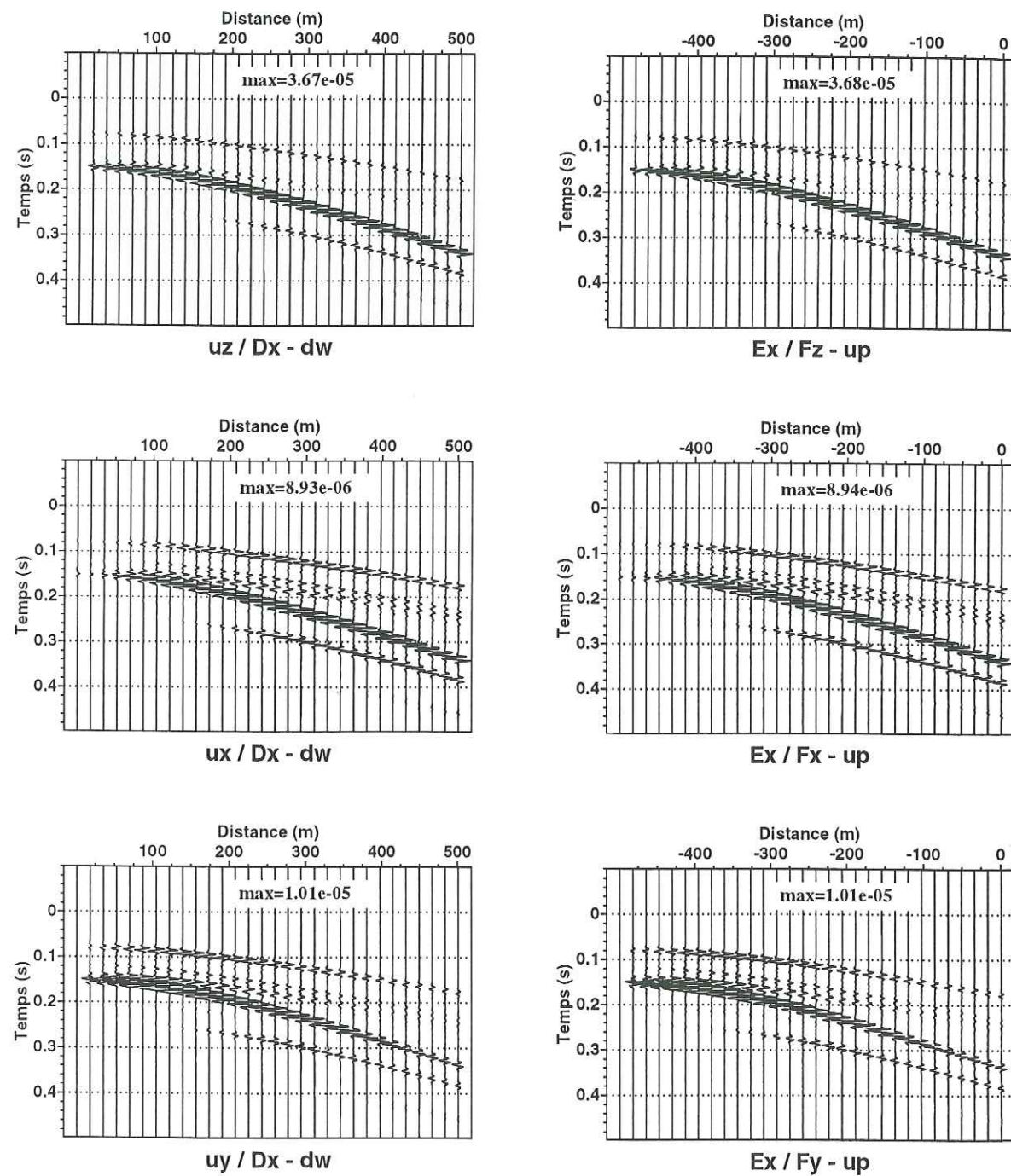


FIG. 3.11 – Réciprocité entre les déplacements engendrés par des dipôles électriques et les champs électriques générés par des forces mécaniques

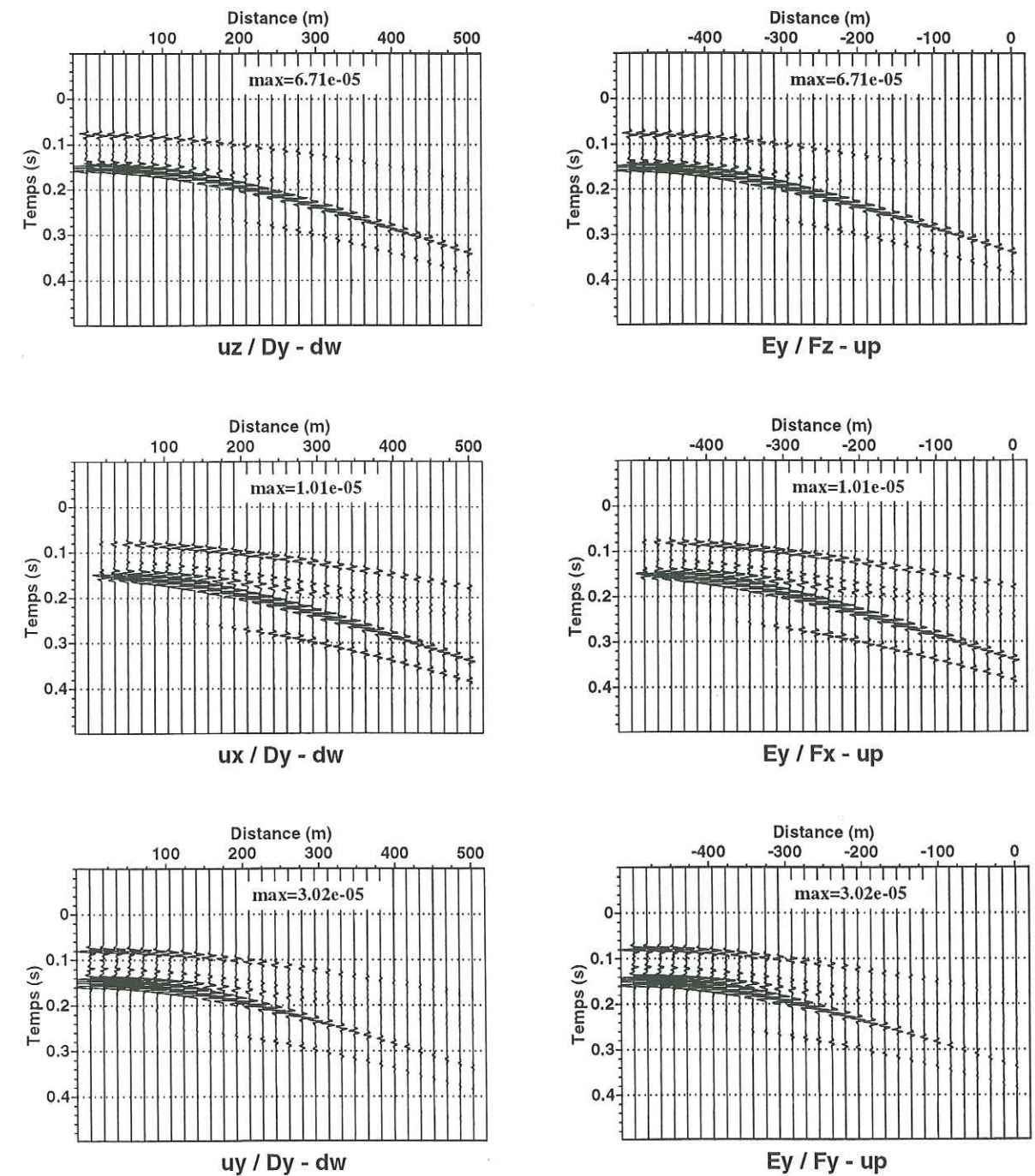


FIG. 3.12 – Réciprocité entre les déplacements engendrés par des dipôles électriques et les champs électriques générés par des forces mécaniques



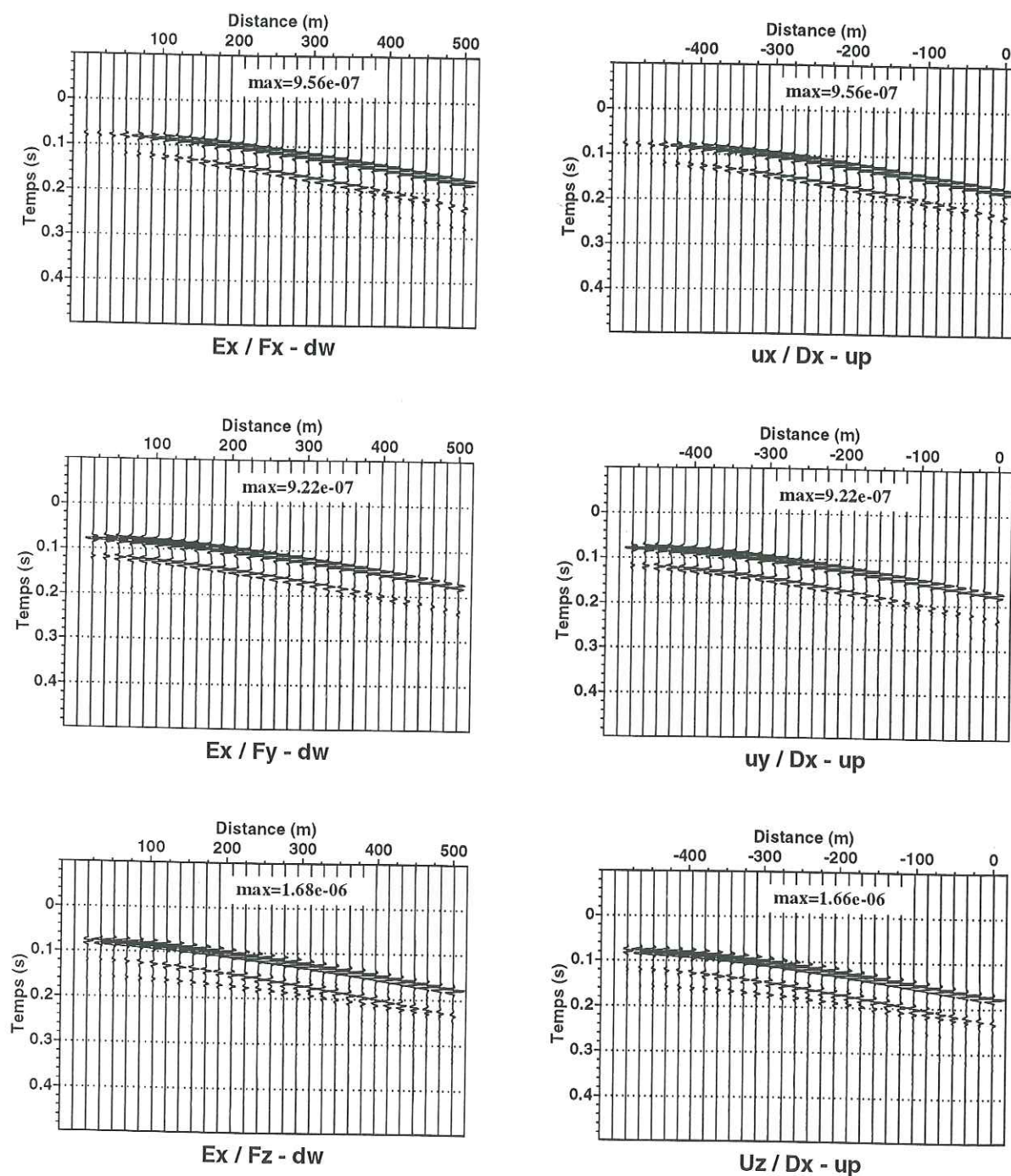


FIG. 3.13 – Réciprocité entre les déplacements engendrés par des dipôles électriques et les champs électriques générés par des forces mécaniques

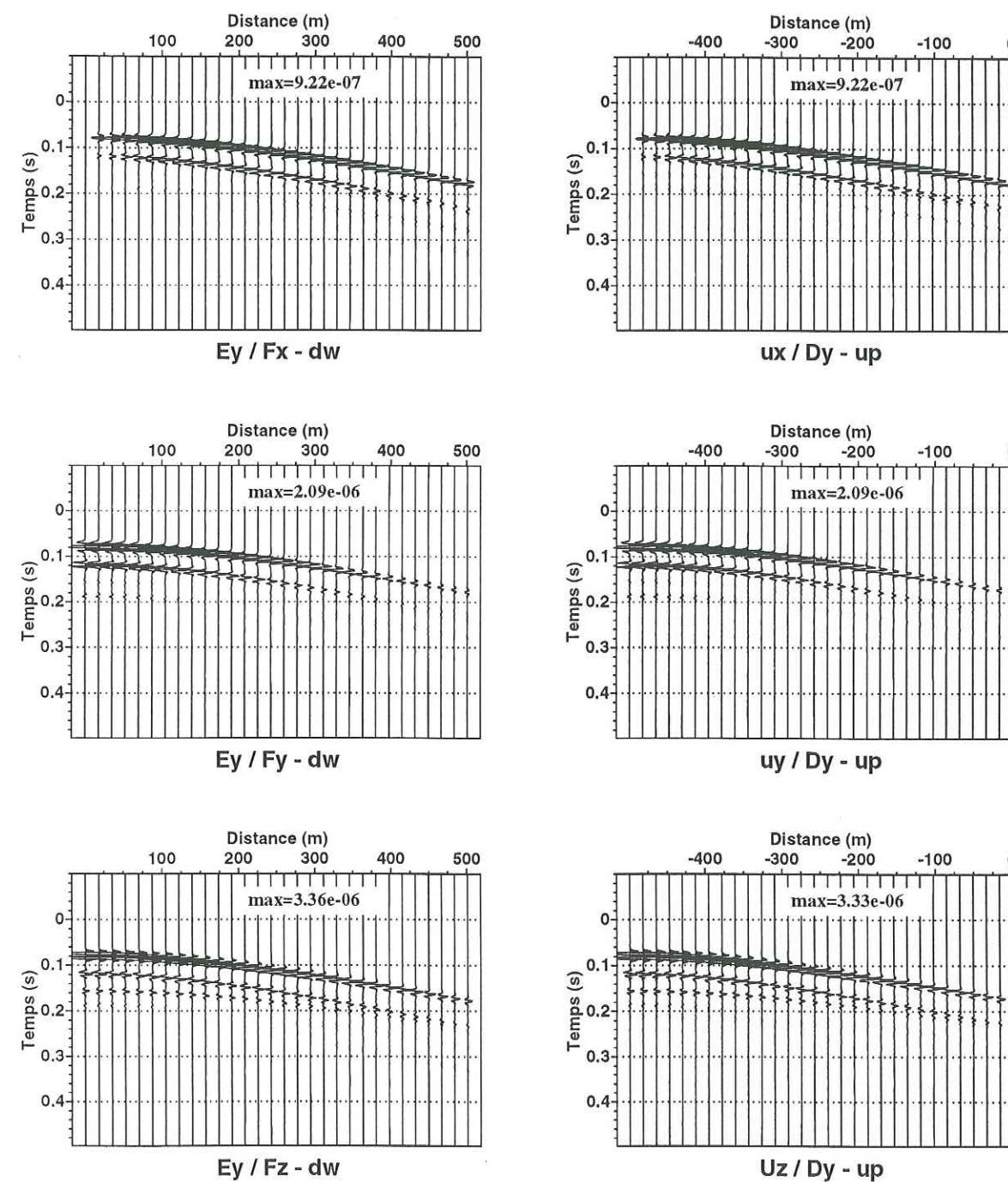


FIG. 3.14 – Réciprocité entre les déplacements engendrés par des dipôles électriques et les champs électriques générés par des forces mécaniques



réciprocité. Cette étape constitue une vérification nécessaire pour la validation du programme de simulation, mais n'est pas suffisante. Nous avons complété ceci par une comparaison avec les simulations numériques effectuées par Haartsen & Pride (1997).

### 3.5 Comparaison avec les simulations numériques de Haartsen & Pride (1997)

Haartsen & Pride (1997) ont calculé des sismo-électrogrammes et sismo-magnétogrammes par la méthode de la matrice globale (Chin *et al.*, 1984), dérivée de la méthode de Thomson-Haskell. Nous avons choisi d'utiliser la méthode de réflectivité déjà utilisée dans le cas de milieux élastiques (Kennett, 1979). Un des avantages de la méthode de réflectivité est de pouvoir calculer des solutions partielles. L'expression des champs finaux est très explicite à ce sujet : on observe dans les formules (3.139) et (3.140), le découplage entre les termes de source, les termes de réflectivité ainsi que les propriétés de la couche contenant les récepteurs. Ceci permet notamment plusieurs possibilités : supprimer les réflexions multiples si on le désire et amplifier certaines arrivées en multipliant les coefficients de réflexion ou de transmission de certains types d'ondes par le facteur désiré.

Un autre avantage de cette méthode réside dans la stabilité numérique des solutions, aux fréquences élevées en particulier.

Enfin, le calcul en termes de potentiels fait intervenir des matrices de taille moitié par rapport à la méthode de Thomson-Haskell.

A titre d'exemple et de contrôle du programme, nous avons repris l'exemple publié par Haartsen & Pride (1997) pour un modèle stratifié plan à trois couches décrivant une couche de sable entourée par deux demi-espaces. La géométrie du modèle et la position des récepteurs sont indiquées sur la figure 3.15. Les propriétés physiques caractérisant le modèle sont décrites dans le tableau 3.3 et les vitesses de chaque type d'onde calculées à la fréquence de 220 Hz sont présentées dans le tableau 3.4. Dans cet exemple, le modèle présente principalement des contrastes de porosité et de perméabilité, ainsi que des contrastes des modules de compressibilité du squelette élastique.

Les vitesses calculées diffèrent légèrement de celles calculées par Haartsen & Pride (1997).

La source sismique utilisée est une explosion dont la fréquence dominante est de 220 Hz. Nous négligeons dans nos calculs l'onde directe émise par la source, ainsi que les réflexions à la surface libre. Le coefficient de réflexion d'une onde  $P_f$  rapide en onde électromagnétique  $T_M$  à l'interface séparant la couche du haut et la couche de sable (à une profondeur de 100 mètres) a été multiplié par 50.

La figure 3.16 présente les déplacements verticaux  $u_z$  et horizontaux  $u_x$ , ainsi que les composantes  $E_x$  et  $H_y$  des champs électriques et magnétiques générés par l'explosion. On voit sur les sismogrammes  $u_x$  et  $u_z$  les ondes  $P$  réfléchies aux interfaces situées à 100 et 200 mètres de profondeur, ainsi que les ondes  $P - S_V$  converties à ces mêmes interfaces.



Propriétés	demi-espaces haut/bas	sable
$\phi$ (%)	15	30
$k_0$ (m <sup>2</sup> )	$10^{-12}$	$10^{-11}$
$k_s$ (Pa)	$3.6 \times 10^{10}$	$3.6 \times 10^{10}$
$k_f$ (Pa)	$2.2 \times 10^9$	$2.2 \times 10^9$
$k_{fr}$ (Pa)	$9.0 \times 10^9$	$7.0 \times 10^9$
$G_{fr}$ (Pa)	$7.0 \times 10^9$	$5.0 \times 10^9$
$\eta$ (Pa.s)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$\rho_s$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$2.7 \times 10^3$	$2.7 \times 10^3$
$\rho_f$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$1.0 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$
$C_0$ (mol/l)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$T$ (°K)	298	298
$\kappa_f$	80	80
$\kappa_s$	4	4
$\alpha_{\infty}$	3	

TAB. 3.3 – Propriétés physiques caractérisant le modèle utilisé par Haartsen & Pride (1997).

Vitesses (m/s) (220 Hz)	demi-espace haut/bas	sable
Onde P	3195.2	2865.4
Onde de Biot	32.0	78.2
Onde S	1692.0	1511.0
Onde EM	448023	317630

TAB. 3.4 – Vitesses des ondes en présence calculées à la fréquence dominante du signal (220 Hz).

Sur la section présentant le champ électrique  $E_x$ , on observe l'onde électromagnétique générée à l'interface située à 100 mètres de profondeur, qui arrive pratiquement au même instant sur tous les récepteurs en surface et dont le temps d'arrivée correspond à la moitié du temps d'arrivée de l'onde  $P_f$  réfléchi à l'interface. Le champ électrique est uniquement sensible aux ondes  $P_f$  réfléchies, mais n'est pas sensible aux ondes S. Il faut noter que l'ensemble des signaux électriques présentent une opposition de polarité de part et d'autre de la source sismique.

On observe que le champ magnétique  $H_y$  est uniquement sensible aux ondes S, mais enregistre tout de même la composante magnétique de l'onde électromagnétique générée par le passage de l'onde  $P_f$  à travers l'interface située à 100 mètres de profondeur.

Nous retrouvons ici les résultats obtenus par Haartsen & Pride (1997), mis à part quelques différences dans les temps d'arrivées qui s'expliquent par le léger désaccord sur le calcul des vitesses de propagation. On observe également que le programme de simulation est très stable numériquement et semble produire moins de bruit numérique que le programme développé par ces auteurs (Pride, communication personnelle, 1998).

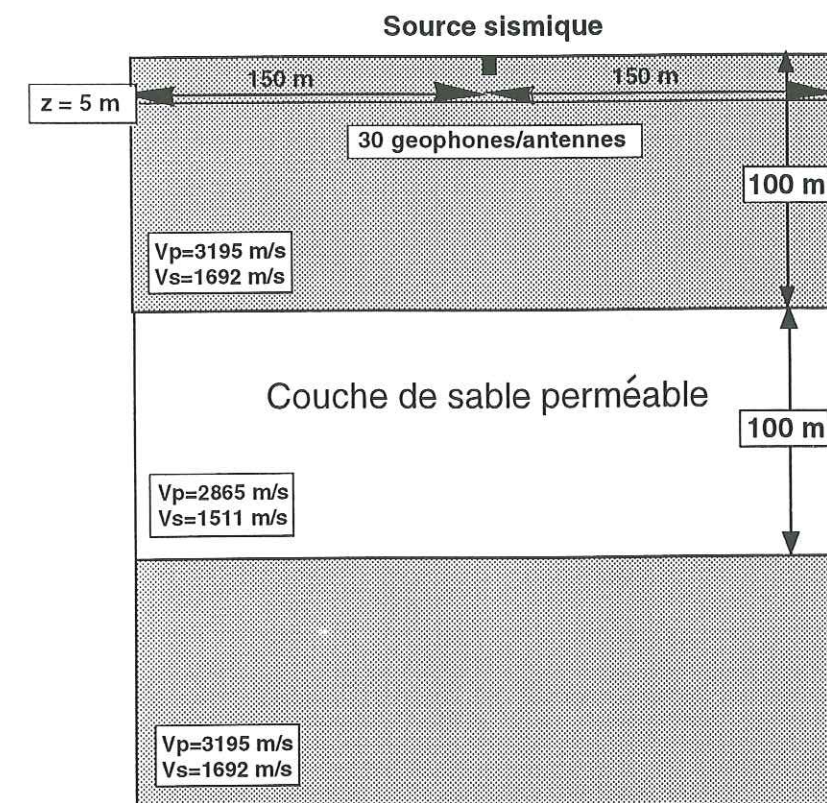


FIG. 3.15 – Géométrie du modèle et position des récepteurs pour les tests du modèle de Haartsen & Pride (1997)

### 3.6 Conclusions

La méthode de réflectivité nous permet de calculer les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques pour des sources de nature différente. On peut très facilement, en annulant le terme de couplage  $L$ , ne calculer que les déplacements ou les contraintes engendrés par une source sismique ou ne calculer que les champs électriques et magnétiques générés par des sources électromagnétiques dans un milieu poreux stratifié plan. Néanmoins, en ce qui concerne la propagation d'ondes électromagnétiques, un effort doit être déployé pour prendre en compte les variations de la permittivité diélectrique avec la fréquence, ainsi que pour introduire les termes de relaxation dans la partie complexe de la permittivité. Cependant, ce programme va nous permettre de mieux comprendre les signaux sismo-électriques enregistrés en surface. La souplesse de la géométrie source-récepteurs permet d'envisager des applications dans des puits de forage ou en fond de mer. Le programme est applicable également à des fréquences



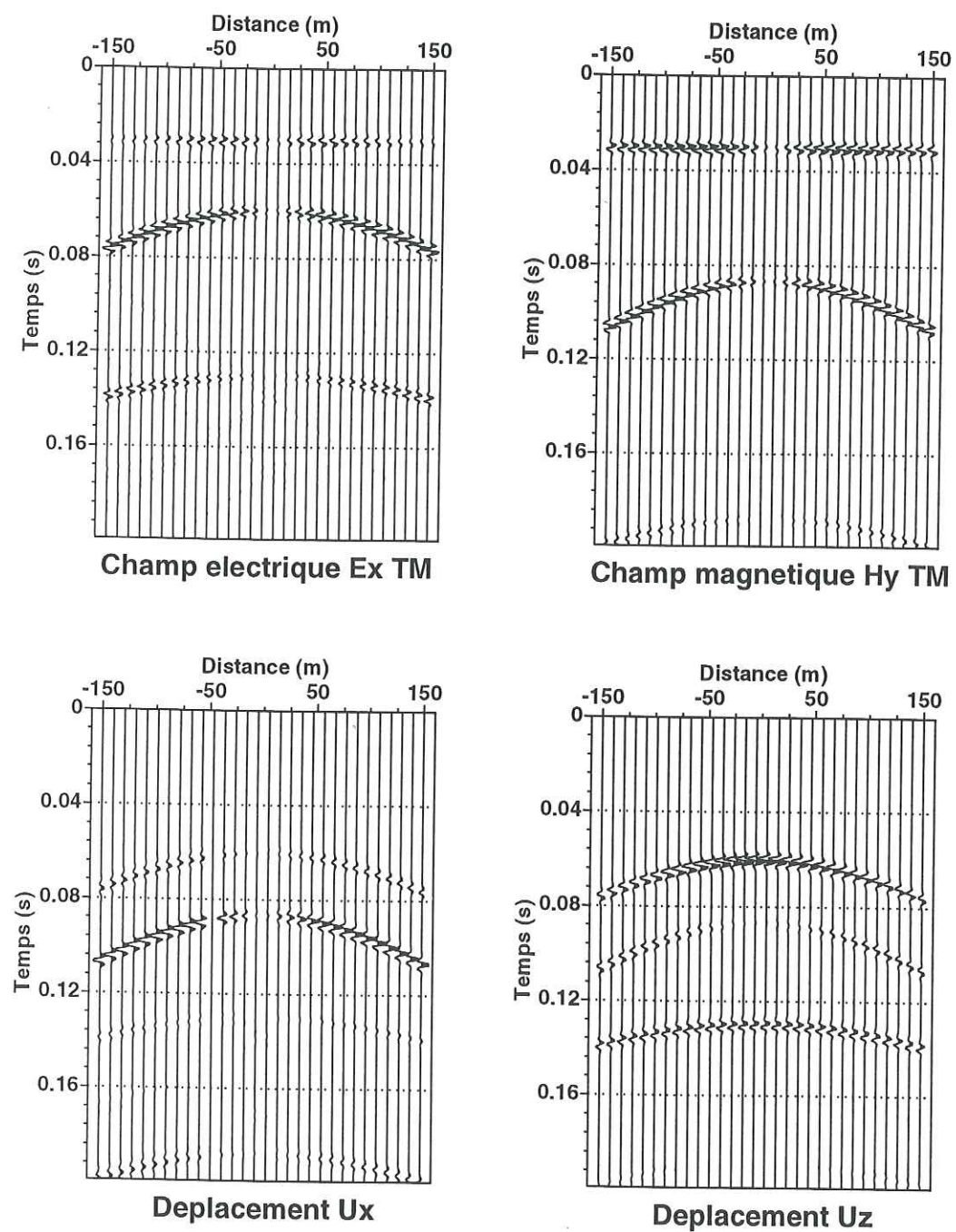


FIG. 3.16 – Déplacements et champs électromagnétiques générés par une explosion en surface

plus élevées. Il permet également de représenter les champs d'ondes en trois dimensions et de manière dynamique par des animations d'instantanés de propagation. Ces applications seront présentées dans le chapitre 4. Ce programme va également nous permettre d'effectuer des études

de sensibilité des différents types d'ondes par rapport aux paramètres physiques décrivant le milieu poreux et notamment d'étudier l'influence des fluides sur les signaux enregistrés.



**Chapitre 4**  
**Caractérisation des couplages**  
**sismo-électriques à l'aide de**  
**simulations numériques.**



## Chapitre 4

# Caractérisation des couplages sismo-électriques à l'aide de simulations numériques.

### 4.1 Introduction

La modélisation numérique des ondes sismo-électriques décrite dans le chapitre 3 a plusieurs applications.

D'une part, elle permet d'étudier les utilisations potentielles des couplages sismo-électriques pour des études de prospection géophysique. Nous étudierons dans la première partie de ce chapitre les fonctions de transfert entre les champs électrique et magnétique d'une part, et le déplacement des grains d'autre part, et nous montrerons la sensibilité de ces champs aux propriétés caractérisant le milieu poreux. Nous montrerons notamment pourquoi l'enregistrement simultané des champs électrique et magnétique associés aux ondes de volume permet de caractériser la nature du fluide saturant l'espace des pores, ainsi que ses propriétés chimiques. Nous tenterons également de retrouver de manière numérique les principaux résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 1 pour lesquels les enregistrements étaient principalement dominés par des ondes de surface. Ces différentes études seront ensuite illustrées par des applications pétrolières en puits de forage, bien que nous n'ayons pas pris en compte les effets du puits et de son tubage dans nos simulations. Cette base d'exemples permettra également d'envisager des applications pour des études environnementales ou pour la détection d'hétérogénéités de faibles dimensions en considérant des fréquences plus importantes.

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des ondes électromagnétiques générées par le passage des ondes sismiques à travers un milieu verticalement hétérogène. Nous avons montré dans le chapitre 1, que ce phénomène était extrêmement difficile à détecter avec des dispositifs où sources et récepteurs se trouvent en surface. Ce mécanisme sera abordé par une approche physique des zones de Fresnel associées aux conversions d'ondes sismiques en ondes



électromagnétiques. Nous montrerons notamment d'où provient l'information contenue dans ces ondes, ainsi que la décroissance considérable de leur amplitude en fonction du trajet parcouru, et quelles sont les configurations optimales pour leur enregistrement. Par la suite, nous effectuerons une étude de sensibilité de l'amplitude de ces ondes, ce qui permettra de caractériser l'information contenue dans ces ondes et d'en déduire des applications potentielles.

D'autre part, le programme de simulation permet de considérer la propagation indépendante des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu poreux décrit par ses propriétés physiques constitutives. Pour les ondes sismiques, l'intérêt du programme de calcul réside dans le fait que les processus d'atténuation sont calculés sur une base physique et ne sont pas insérés artificiellement sous la forme d'un facteur de qualité. Cette technique de simulation peut avoir beaucoup d'applications en sismologie. Il restera simplement à prendre en compte les processus d'atténuation liés au "squit flow" décrits dans le chapitre 2. Pour les ondes électromagnétiques, le programme de simulation n'est pas encore complet. En effet, les phénomènes diélectriques n'ont pas été considérés comme dépendant de la fréquence et nous n'avons pas considéré de processus de relaxation (permittivité diélectrique complexe). Néanmoins il fournit un point de départ pour la modélisation des ondes électromagnétiques en milieux poreux saturé. Ces applications ne seront pas abordées dans cette thèse.

## 4.2 Études du champ électrique et du champ magnétique accompagnant les ondes sismiques

Les expérimentations de terrain (cf. chapitre 1) ont montré que l'effet dominant généré par les couplages sismo-électriques en milieu poreux est un champ électrique accompagnant les ondes sismiques de compression-dilatation. Nous avons mis en évidence que la composante horizontale du champ électrique suivant la direction du profil, était proportionnelle à la composante horizontale de l'accélération des grains suivant la direction du profil. Néanmoins, nous avons observé que certaines ondes détectées par les géophones étaient absentes des enregistrements électriques et que les rapports d'amplitude entre le champ électrique et l'accélération des grains étaient légèrement différents suivant que l'on considérait les ondes de volume ou les ondes de surface. La modélisation numérique des phénomènes détectés sur le terrain va nous permettre de mieux comprendre nos observations et d'évaluer le potentiel des conversions sismo-électriques pour différentes applications et différentes configurations d'acquisition des données. En outre, elle nous permettra de tester l'apport de l'utilisation de magnétomètres dans la caractérisation des milieux traversés par les ondes sismiques.

### 4.2.1 Ondes de volume

Dans un premier temps, nous négligeons les effets de la surface libre, et considérons uniquement les ondes de volume générées par une explosion. Pour cela, nous utilisons un modèle constitué d'une couche de sable saturée par de l'eau douce de 20 mètres d'épaisseur reposant sur une couche de grès plus compacte saturée par de l'eau un peu plus minéralisée. Les propriétés de ces deux couches sont résumées dans le tableau 4.1. Le tableau 4.2 indique les vitesses de chaque type d'onde se propageant dans le modèle, calculées pour la fréquence dominante du signal, à savoir 100 Hz.

Propriétés	Sable saturé	Grès saturé
$\phi$ (%)	35	20
$k_0$ ( $m^2$ )	$10^{-11}$	$10^{-13}$
$k_s$ (Pa)	$35 \times 10^9$	$36 \times 10^9$
$k_f$ (Pa)	$2.27 \times 10^9$	$2.27 \times 10^9$
$k_{fr}$ (Pa)	$3.0 \times 10^8$	$4.0 \times 10^9$
$G_{fr}$ (Pa)	$4.0 \times 10^8$	$5.0 \times 10^9$
$\eta$ (Pa.s)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$\rho_s$ ( $Kg/m^3$ )	$2.6 \times 10^3$	$2.6 \times 10^3$
$\rho_f$ ( $Kg/m^3$ )	$1.0 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$
$C_0$ (mol/l)	$1.0 \times 10^{-4}$	$1.0 \times 10^{-2}$
$T$ ( $^{\circ}K$ )	298	298
$\kappa_f$	80	80
$\kappa_s$	4	4
$\alpha_{\infty}$	3	3

TAB. 4.1 – Propriétés du modèle à deux couches utilisé pour l'étude des champs électrique et magnétique accompagnant les ondes de volume.

Vitesses (m/s) (100 Hz)	Sable saturé	Grès saturé
Onde P	1789.7	2812.4
Onde de Biot	52.7	14.0
Onde S	443.0	1480.0
Onde EM	1589944	213102

TAB. 4.2 – Vitesses des ondes en présence calculées pour une fréquence de 100 Hz

#### • Synthétiques

Nos calculs ont été effectués en considérant la géométrie source-récepteurs décrite sur la figure



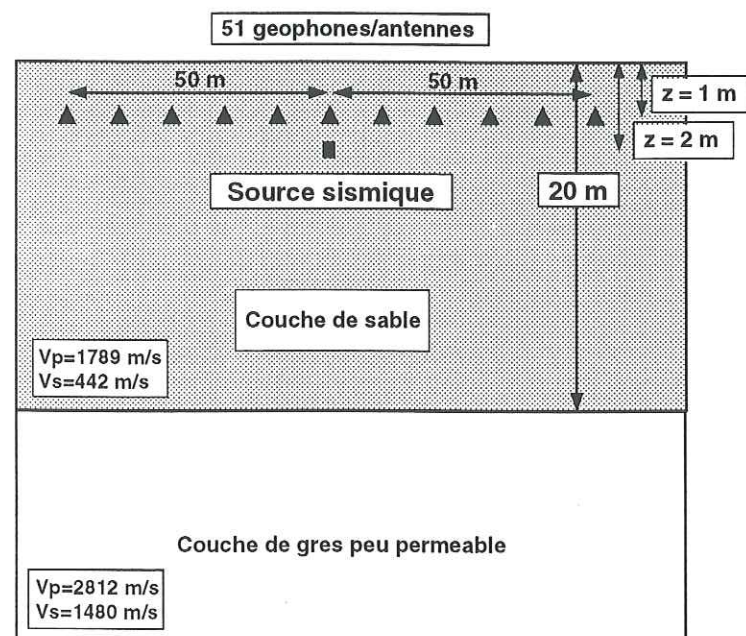


FIG. 4.1 – Configuration source-récepteurs utilisée pour comparer les signaux électriques, magnétiques et les déplacements.

4.1. Nous utilisons 51 récepteurs (géophones, antennes électriques ou magnétomètres) positionnés à 1 mètre de profondeur, régulièrement espacés selon l'axe horizontal de -50 mètres à +50 mètres par rapport à la source qui se trouve à l'abscisse nulle. La source sismique est une explosion à 2 mètres de profondeur. Nous considérons 128 échantillons en temps dans une fenêtre temporelle de 0.2 s, ce qui correspond à une fréquence de Nyquist du signal égale à 320 Hz. La fréquence dominante du signal a été prise égale au tiers de la fréquence de Nyquist, soit 106 Hz. L'ondelette utilisée dans les simulations est un signal de Ricker à phase nulle.

La figure 4.2 montre les déplacements et le champ électrique suivant la direction du profil ( $u_x$  et  $E_x$ ), les déplacements verticaux ( $u_z$ ) et le champ magnétique perpendiculaire à la direction du profil ( $H_y$ ) obtenus pour la configuration source-récepteurs décrite sur la figure 4.1. Chaque section a été normalisée trace par trace.

Sur les sismogrammes synthétiques, nous observons la propagation de l'onde directe de compression générée par l'explosion vers les récepteurs (l'explosion ne génère pas d'ondes de cisail-

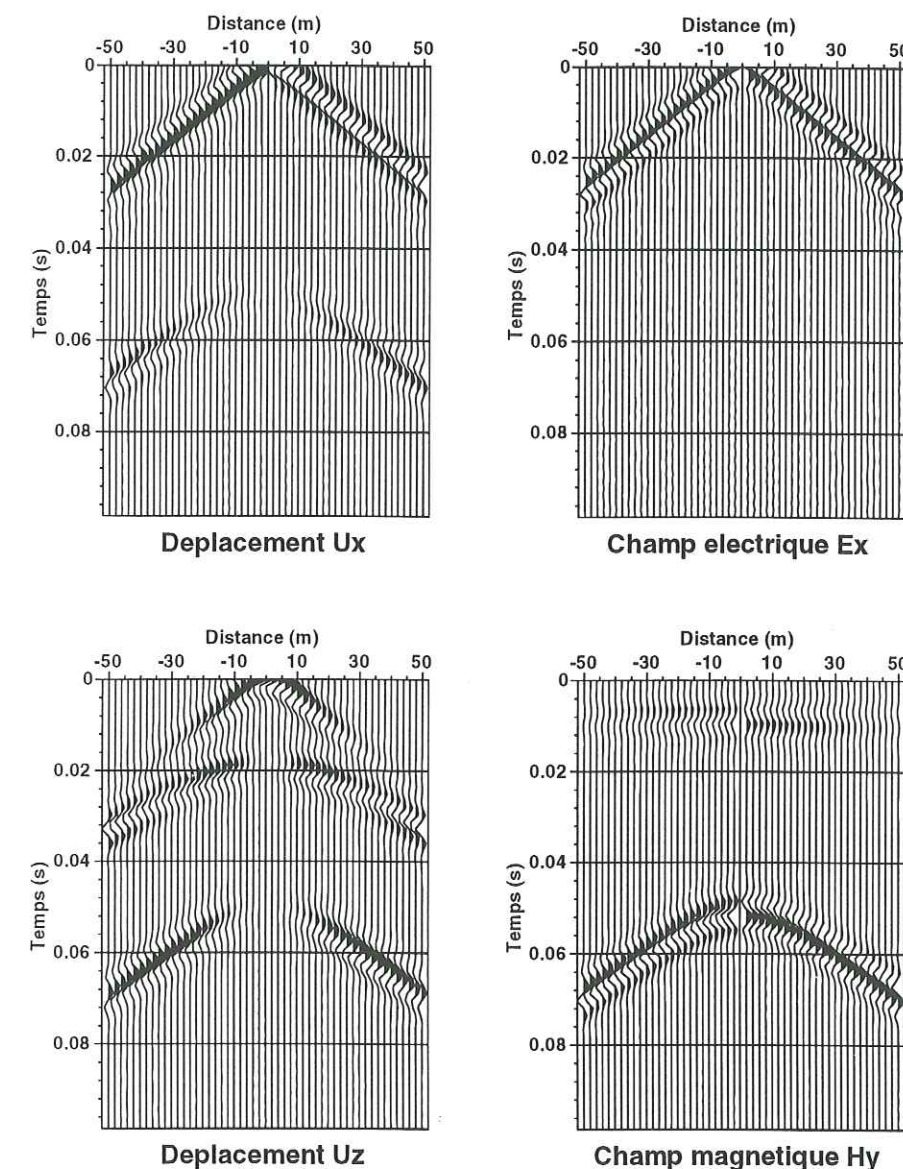


FIG. 4.2 – Sismogrammes, sismo-électrogrammes et sismo-magnétogrammes synthétiques obtenus pour la configuration décrite sur la figure 4.1.

ment). Nous observons également sa réflexion à l'interface sable-grès, ainsi que la conversion  $P_f - S_V$  à cette même interface (sections  $u_x$  et  $u_z$ ). Sur l'électrogramme synthétique, nous ne pouvons identifier que le champ électrique accompagnant l'onde de compression qui se propage directement de la source vers les récepteurs, tandis que sur le magnétogramme synthétique, apparaissent deux événements. L'événement dominant cette section est le champ magnétique accompagnant l'onde de cisaillement résultant de la conversion  $P_f - S_V$  à l'interface sable-grès. Cet événement présente de fortes amplitudes, même pour des déports faibles, contrairement à ce



qui se passe en sismique, en raison de l'absence de l'onde directe. Nous observons également sur cette section le champ magnétique lié à l'onde électromagnétique qui a été générée par le passage de l'onde de compression à cette même interface. En effet, cette onde apparaît au temps égal à la moitié du temps d'arrivée de l'onde  $PP$  réfléchie à déport nul, car l'onde électromagnétique se propage à des vitesses plus importantes de plusieurs ordres de grandeur que les ondes sismiques. L'étude des ondes électromagnétiques sera effectuée dans un paragraphe suivant.

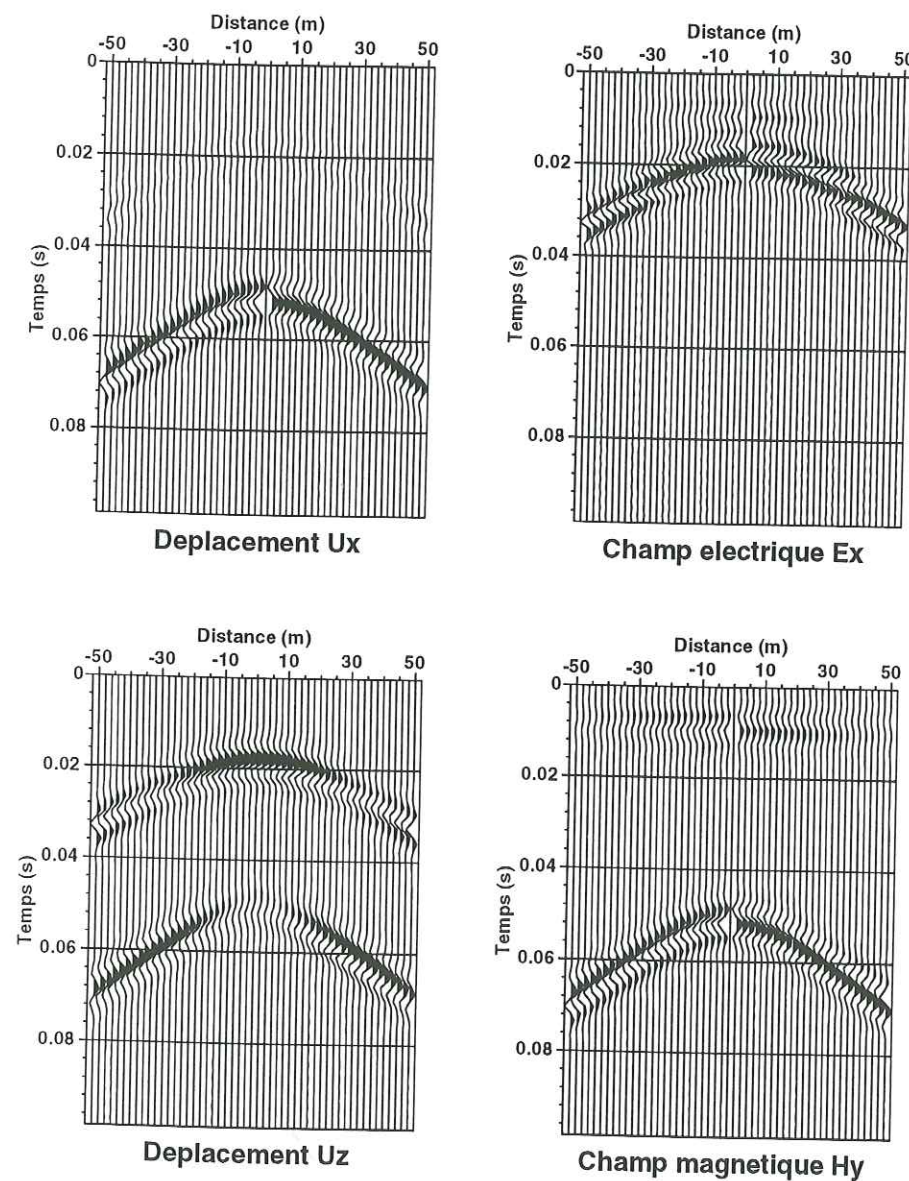


FIG. 4.3 – Sismogrammes, sismo-électrogrammes et sismo-magnétogrammes synthétiques obtenus pour la configuration décrite sur la figure 4.1 en supprimant l'onde directe.

La figure 4.3 montre les résultats obtenus avec la même configuration et la même source sismique qu'auparavant, mais en supprimant l'onde directe dont le caractère très énergétique masque les arrivées ultérieures. Cette suppression met en évidence les réflexions à l'interface sable/grès. On observe que le champ électrique n'est sensible qu'à la propagation des ondes de compression, tandis que le champ magnétique n'est sensible qu'à la propagation des ondes de cisaillement. On distingue également plus clairement les champs électrique et magnétique liés à l'onde électromagnétique générée à l'interface sable-grès par le passage de l'onde de compression  $P_f$ .

#### • Analyse fréquentielle

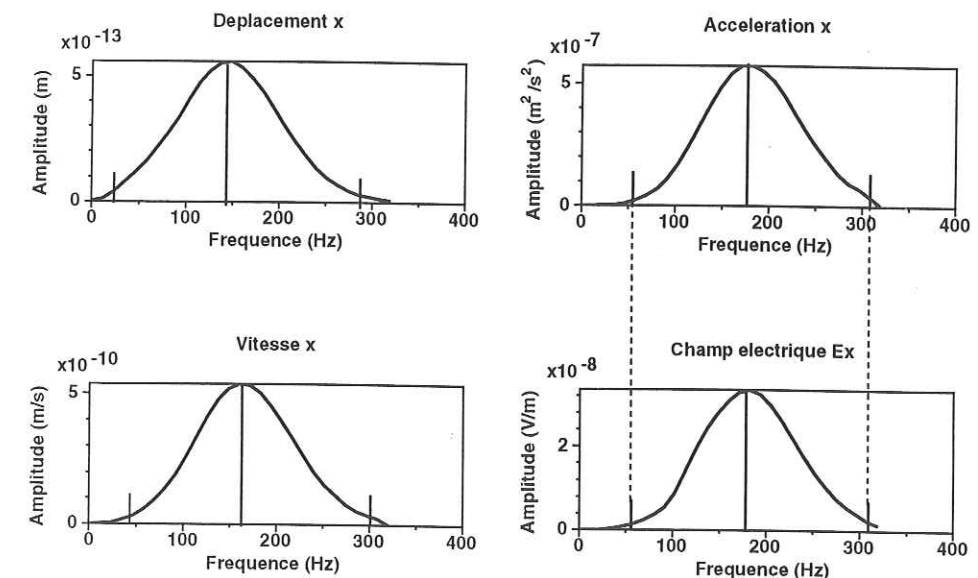


FIG. 4.4 – Spectres en déplacement, vitesse et accélération suivant la direction  $x$  et spectre du champ électrique  $E_x$  limités aux ondes de compression  $P_f$  (directe et réfléchie à l'interface).

Nous avons analysé le contenu fréquentiel des signaux présentés sur les figures 4.2 et 4.3. La figure 4.4 montre le contenu fréquentiel moyen calculé sur les 15 premières traces des déplacements, des vitesses et des accélérations des grains suivant la direction  $x$ , ainsi que celui du champ électrique  $E_x$ . Ces spectres ont été obtenus en ne considérant que les ondes de compression



(directe et réfléchi). Les transformées de Fourier des vitesses et des accélérations des grains ont été calculées à partir des déplacements des grains en opérant dans le domaine fréquentiel une multiplication par  $-i\omega$  pour la vitesse et par  $\omega^2$  pour l'accélération,  $\omega$  étant la pulsation. Cette figure montre que le contenu fréquentiel du champ électrique  $E_x$  correspond à celui de l'accélération suivant la direction  $x$  du profil, si l'on se réfère à la fréquence dominante des spectres et à leur support suivant l'axe des fréquences.

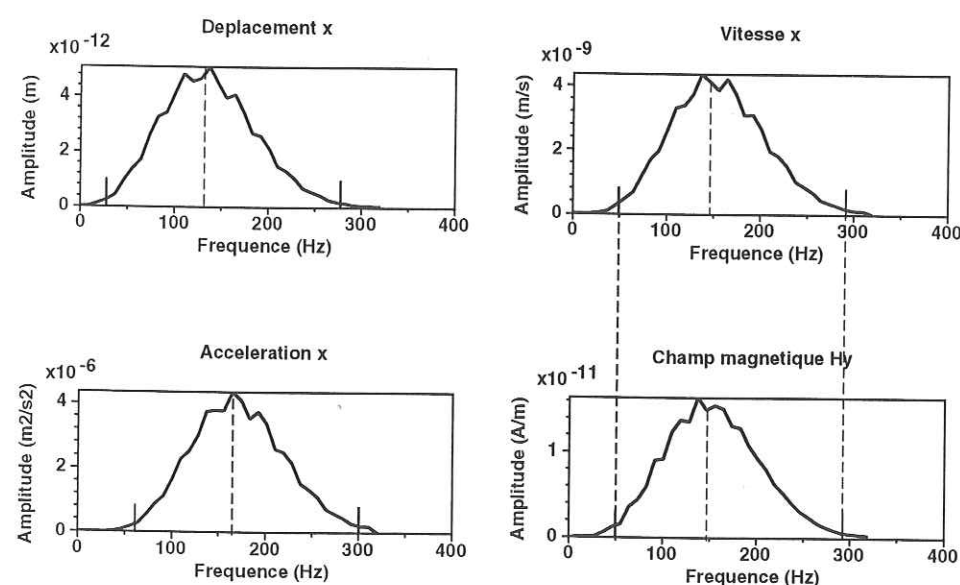


FIG. 4.5 – Spectres en déplacement, vitesse et accélération suivant la direction  $x$  et spectre du champ magnétique  $H_y$  limités à l'onde de cisaillement  $S_V$  (résultant d'une conversion  $P_f-S_V$  à l'interface sable/grès).

La figure 4.5 montre les spectres moyens des déplacements, des vitesses et des accélérations des grains suivant la direction du profil, ainsi que le spectre moyen du champ magnétique  $H_y$ . Les transformées de Fourier ont été calculées en ne considérant que les ondes de cisaillement. Cette figure montre que le contenu fréquentiel du champ magnétique  $H_y$  accompagnant les ondes de cisaillement est bien corrélé avec celui de la vitesse de déplacement des grains suivant la direction du profil et non pas avec l'accélération.

#### • Comparaison temporelle de la forme des signaux

La comparaison des formes d'onde dans le domaine temporel constitue un moyen supplémentaire pour caractériser les fonctions de transfert entre accélération et champ électrique, ainsi qu'entre vitesse et champ magnétique. En examinant les figures 4.6 et 4.7, nous obtenons la confirmation que le champ électrique  $E_x$  accompagnant l'onde sismique de compression est parfaitement corrélé avec l'accélération suivant la direction  $x$  du profil. De même, le champ magnétique  $H_y$  accompagnant l'onde de cisaillement est proportionnel à la vitesse de déplacement suivant la direction  $x$  du profil.

En effet, nous avons représenté sur la figure 4.6 une superposition des traces normalisées du champ électrique (traits pleins) et de l'accélération suivant  $x$  (tirets). Il est clair que les signaux sismiques et électriques sont parfaitement corrélés pour les ondes de compression (on observe surtout l'onde directe, l'onde réfléchi étant d'amplitude plus faible). On observe également une accélération des grains pour le passage de l'onde de cisaillement  $P-S_V$ , alors que les antennes électriques n'enregistrent aucun événement au temps de passage de l'onde de cisaillement sur le récepteur considéré. Ceci montre que l'amplitude du champ électrique créé par le passage d'une onde de cisaillement par induction du champ magnétique est négligeable par rapport à l'amplitude du champ électrique généré par les ondes de compression.

La figure 4.7 montre la superposition des vitesses des grains suivant la direction  $x$  du profil, obtenue en négligeant l'onde directe de compression, et du champ magnétique  $H_y$ . On y observe la signature magnétique de l'onde électromagnétique générée par le passage de l'onde  $P_f$  à travers l'interface sable/grès qui n'est pas détectée par des géophones, ainsi que l'absence de champ magnétique lié au passage de l'onde de compression réfléchi. On remarque la corrélation parfaite entre la forme d'onde du signal magnétique et celle de la vitesse des déplacements pour le passage de l'onde de cisaillement.

Ceci confirme les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 1, où l'on avait montré que le champ électrique détecté en surface par des antennes électriques semblait proportionnel à l'accélération des grains enregistrés suivant la direction du profil. Nous avons également noté que le champ électrique ne détectait pas certaines ondes présentes sur les enregistrements sismiques. Les différences peuvent être expliquées par la présence d'ondes de cisaillement sur les sections sismiques, qui n'ont pas de signature électrique.

On notera par contre que le passage des ondes de cisaillement dans un milieu poreux se manifeste par une signature magnétique, et que cette signature est proportionnelle à la vitesse des



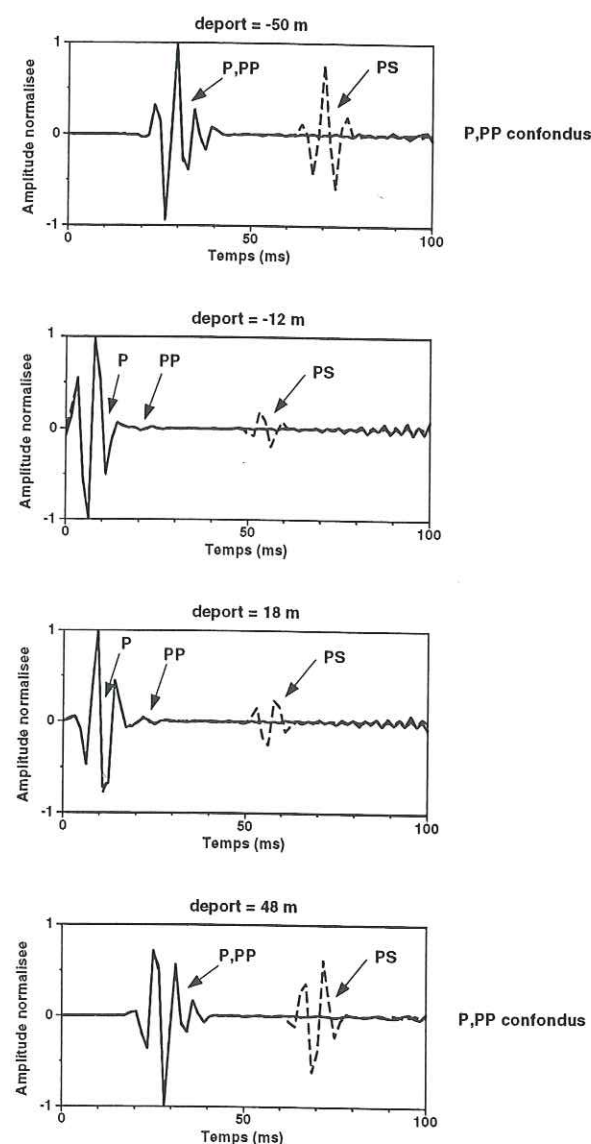


FIG. 4.6 – Superposition des traces normalisées correspondant à l'accélération des grains suivant  $x$  (tirets) et au champ électrique  $E_x$  (ligne continue) pour différents déports.

déplacements.

Étant donné que les signatures électrique et magnétique du passage des ondes sismiques dépendent des propriétés caractérisant le milieu poreux, nous allons étudier leur sensibilité afin de dégager les paramètres qui ont le plus d'influence sur les enregistrements, et qui peuvent conduire à de nouvelles applications.

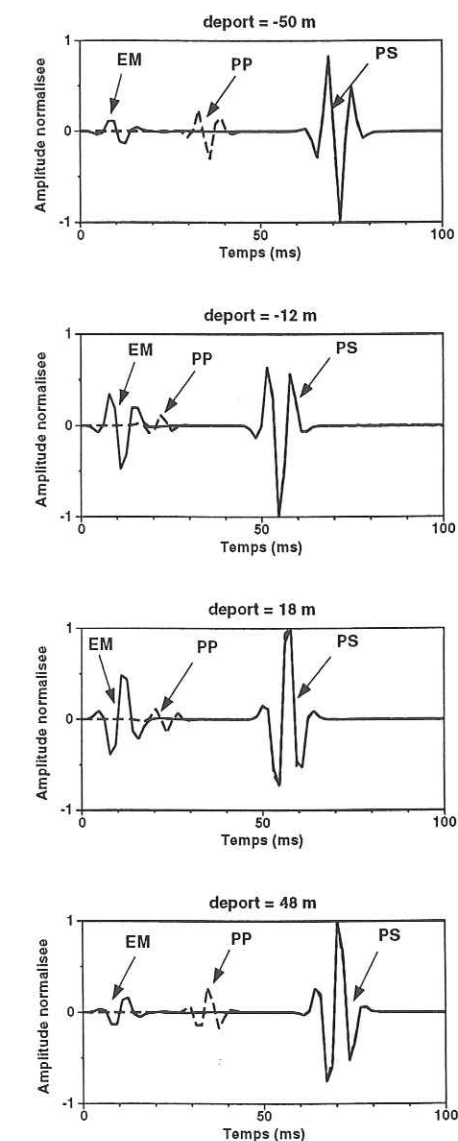


FIG. 4.7 – Superposition des traces normalisées correspondant à la vitesse des grains suivant  $x$  (tirets) et au champ magnétique  $H_y$  (ligne continue) pour différents déports.

#### • Rapports d'amplitude

Pour étudier la sensibilité des signatures électrique et magnétique des ondes de volume aux propriétés caractérisant le milieu poreux, nous avons calculé les rapports d'amplitude  $\ddot{u}_x/E_x$  et  $\dot{u}_x/H_y$  en fonction du déport source-récepteur,  $\ddot{u}_x$  et  $\dot{u}_x$  étant respectivement l'accélération et



la vitesse des grains suivant la direction  $x$ . Le calcul de ces rapports permet de s'affranchir des effets de source et des effets de la propagation sismique.

Pour ces calculs, nous avons uniquement considéré des ondes de compression pour le champ électrique et uniquement des ondes de cisaillement pour le champ magnétique. Les quantités calculées représentent des rapports d'amplitudes moyennes obtenues en prenant la racine carrée de l'énergie associée à chaque onde, dans les fenêtres temporelles considérées. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 4.8.

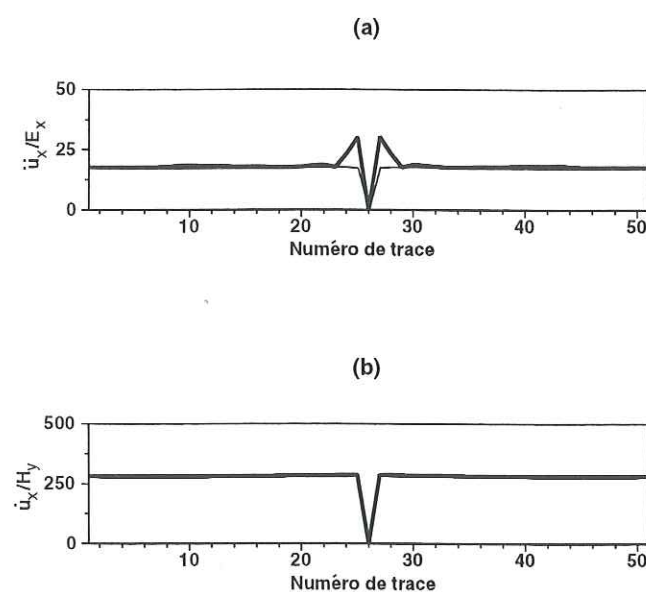


FIG. 4.8 – Rapports d'amplitude. (a) Entre le champ électrique  $E_x$  et l'accélération des grains suivant  $x$  pour les ondes  $P_f$ . La courbe en pointillés représente ce même rapport, en prenant en compte un délai en temps avant l'impact de la source sismique. (b) Entre le champ magnétique  $H_y$  et la vitesse des grains suivant  $x$  pour les ondes  $S_V$ .

Pour la trace centrale correspondant au déport nul, les amplitudes sont nulles et le rapport d'amplitude n'est pas défini. De plus, étant donné que les signaux synthétiques ont été calculés avec une ondelette à phase nulle, l'onde directe présente un repliement temporel pour les traces situées à proximité de la source, ce qui fausse le calcul des rapports d'amplitude  $\ddot{u}_x/E_x$  aux déports faibles. A titre d'exemple, nous représentons exactement ces mêmes rapports, avec un calcul prenant en compte une avance temporelle sur le déclenchement de la source. On retrouve

dans ce cas une un rapport d'amplitude cohérent sur tous les récepteurs. Les rapports d'amplitude sont donc constants le long du profil, et égaux à 17.8 pour  $\ddot{u}_x/E_x$ , et à 286 pour  $\dot{u}_x/H_y$ .

En fait, ces valeurs numériques se justifient facilement à partir des expressions des vecteurs propres calculés pour des ondes planes (cf chapitre 3). En effet, nous avons trouvé pour le système  $PSVTM$ , dans le cas d'ondes  $P_f$  ou  $P_s$  se propageant dans un milieu homogène (Eq. 3.40):

$$E_x = i\omega (\bar{\rho}L/\bar{\epsilon}) \beta_L u_x \quad (A1)$$

où (Eq. 3.41)

$$\beta_L = -\frac{Hs\xi^2 - \rho}{Cs\xi^2 - \rho_f} \quad (A2)$$

Le développement analytique de l'expression de  $\beta_L$  pour les ondes  $P_f$  (Eq. 4.2), permet de trouver, en négligeant les termes du second ordre:

$$\beta_L = \frac{\rho_f}{\bar{\rho}} \left( 1 - \frac{\rho C}{\rho_f H} \right) \quad (A3)$$

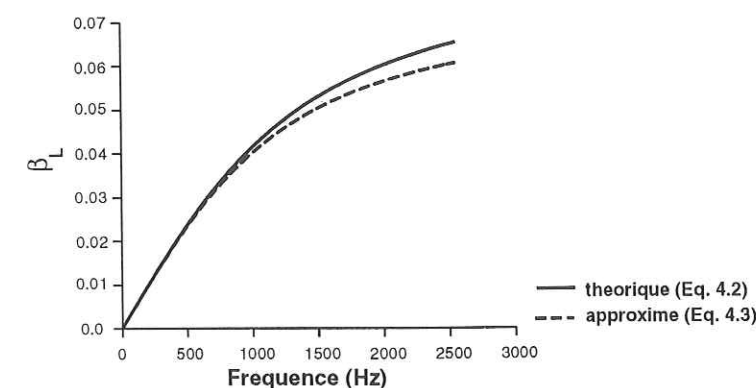


FIG. 4.9 – Variations numériques de  $\beta_L$  pour les ondes  $P_f$  en fonction de la fréquence. La courbe en traits pleins représente ces variations obtenues en utilisant la définition théorique de  $\beta_L$  (Eq. 4.2). La courbe en traits pointillés représente ces mêmes variations obtenues en utilisant l'expression de  $\beta_L$  approximée au premier ordre (Eq. 4.3).



La figure 4.9 montre la superposition des variations de  $\beta_L$  en fonction de la fréquence obtenues en considérant l'expression théorique de  $\beta_L$  (Eq. 4.2) (traits pleins) et l'expression approximée au premier ordre (Eq. 4.3) pour la couche de sable. On observe que la corrélation entre ces deux expressions est satisfaisante jusqu'à une fréquence de 750 Hz. On pourra donc considérer cette approximation valable dans la gamme des fréquences sismiques [0-200 Hz].

Dans la gamme des fréquences considérées où les courants de conduction sont généralement supérieurs aux courants de déplacement, et en négligeant les termes en  $L^2$  du second ordre, on a:  $\tilde{\epsilon} = i\sigma/\omega$ . L'hypothèse  $\epsilon \ll i\sigma/\omega$  est d'autant plus vraie lorsque les concentrations en sel ou les mobilités des ions sont importantes, et lorsque les fréquences considérées sont faibles. Dans le cas de fluides fortement visqueux ayant des concentrations particulièrement faibles, cette hypothèse ne sera plus valable.

Avec ces hypothèses, en considérant la relation 4.3, on obtient:

$$\frac{u_x}{E_x} = \frac{1}{\omega^2} \frac{\sigma(\omega)}{L(\omega)\rho_f} \left(1 - \frac{\rho C}{\rho_f H}\right)^{-1}. \quad (A4)$$

L'équation 4.4 montre que le rapport dépend linéairement avec  $1/\omega^2$ , ce qui veut dire que la dépendance fréquentielle du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  n'apparaît que par l'intermédiaire des dépendances fréquentielles du coefficient de couplage  $L(\omega)$  et de la conductivité  $\sigma(\omega)$ .

La figure 4.10 montre les variations du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  suivant que l'on considère la relation théorique 4.1, la relation approximée 4.4, ou le cas statique. Ces courbes présentent une très bonne corrélation dans la gamme des fréquences sismiques. Ceci montre que dans cette gamme de fréquence, on pourra négliger la dépendance fréquentielle du coefficient de couplage  $L(\omega)$ , ainsi que celle de la conductivité  $\sigma(\omega)$ . Par contre, à plus haute fréquence (au dessus de 750 Hz), on constate que l'approximation statique n'est plus valable et que les relations 4.1 et 4.4 ne dépendent plus seulement de  $\omega^2$ .

En conclusion, le rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  pourra être approximé dans la gamme des fréquences sismiques en considérant les définitions de  $L_0$  (Eq. 2.40) et de  $\sigma_0$  (Eq. 2.46) par la relation:

$$\frac{\ddot{u}_x}{E_x} = -\frac{\eta\sigma_f}{\epsilon_f\zeta\rho_f} \left(1 - \frac{\rho C}{\rho_f H}\right)^{-1}. \quad (A5)$$

Pour obtenir cette relation, nous avons supposé que  $\tilde{d} \ll \Lambda$ , termes apparaissant dans la définition de  $L_0$ . Dans la plupart des cas, les variations du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  en fonction du terme  $\tilde{d}/\Lambda$  seront faibles comparé aux variations liées à des fluctuations d'autres paramètres.

Cette relation confirme les résultats numériques qui montraient que le champ électrique  $E_x$  accompagnant les ondes de compression était proportionnel à l'accélération suivant  $x$ .

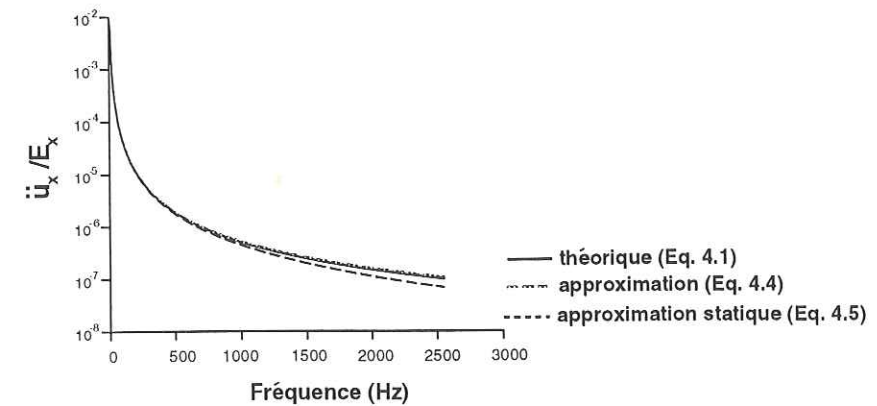


FIG. 4.10 - Variations du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  en fonction de la fréquence. La courbe en traits pleins représente les variations du rapport en considérant l'expression théorique 4.1. La courbe en traits tirets a été obtenue en considérant l'équation approximée au premier ordre 4.4. La courbe en traits pointillés est obtenue en considérant le cas statique, c'est à dire pour  $L(\omega) = L_0$  et  $\sigma(\omega) = \sigma_0$ .

Une rapide application numérique montre que l'équation 4.1 prédit que le rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  vaut 17.86 à la fréquence dominante du signal pour la couche de sable contenant les récepteurs, ce qui confirme les valeurs obtenues numériquement. Ainsi, la superposition d'ondes planes qui donne des fronts d'ondes courbes conserve les rapports d'amplitude obtenus pour une onde plane donnée.

La sensibilité de ce rapport à certains paramètres sera abordée dans la discussion terminant cette étude. On peut néanmoins souligner qu'au premier ordre, ce rapport ne dépend pas de la perméabilité, ni de la viscosité du fluide (car la conductivité électrique du fluide  $\sigma_f$ , selon l'approximation d'Einstein-Stokes concernant les mobilités ioniques, est inversement proportionnelle à la viscosité). Il dépend de la porosité de manière assez faible, par l'intermédiaire de  $\rho$  (Eq. 2.60).

De la même manière, dans le cas d'une onde plane se propageant verticalement, l'utilisation des expressions des vecteurs propres des ondes  $S_V$  permet d'écrire (Eq. 3.42):

$$H_y = i\omega s_\xi \frac{\tilde{\rho}}{\rho_f} LG\beta_T u_x \quad (A6)$$



où (Eq. 3.43)

$$\beta_T = -\frac{s_\xi^2 - \rho/G}{s_\xi^2 - \mu\tilde{\epsilon}}. \quad (\text{A7})$$

Un rapide développement de l'expression de la lenteur montre que  $\beta_T$  peut s'écrire:

$$\beta_T = -\frac{\rho_f^2}{\bar{\rho}\rho_t}. \quad (\text{A8})$$

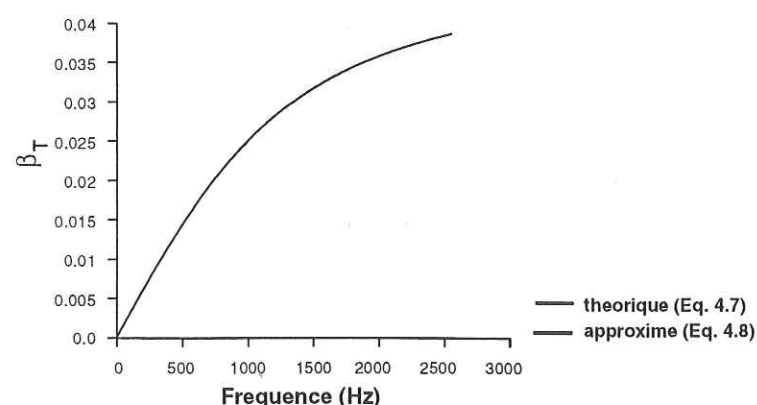


FIG. 4.11 – Variations numériques de  $\beta_T$  pour les ondes  $S_V$  en fonction de la fréquence. La courbe en traits pleins représente ces variations obtenues en utilisant la définition théorique de  $\beta_T$  (Eq. 4.7). La courbe en traits pointillés représente ces mêmes variations obtenues en utilisant l'expression de  $\beta_T$  approximée au premier ordre (Eq. 4.8).

La figure 4.11 montre les variations de  $\beta_T$  pour les ondes  $S_V$  en fonction de la fréquence. La courbe obtenue en utilisant l'expression théorique 4.7, est confondue avec celle obtenue en utilisant l'expression approximée 4.8, ce qui justifie l'utilisation de la relation 4.8 par la suite.

En considérant la relation 4.8, et en développant analytiquement l'expression 4.7 et l'expression de la lenteur  $s_{SV}$  (Eq. 2.58) on obtient en négligeant les termes du second ordre:

$$\frac{u_x}{H_y} = -\frac{1}{i\rho_f L(\omega)} \left( \frac{\rho}{G_{fr}} \right)^{1/2}. \quad (\text{A9})$$

L'approximation statique pour laquelle on néglige la dépendance fréquentielle de  $L(\omega)$  donne:

$$\frac{u_x}{H_y} = \frac{1}{i\omega} \frac{\alpha_\infty}{\phi} \frac{\eta}{\epsilon_0 \kappa_f \zeta \rho_f} \left( \frac{\rho}{G_{fr}} \right)^{1/2}. \quad (\text{A10})$$

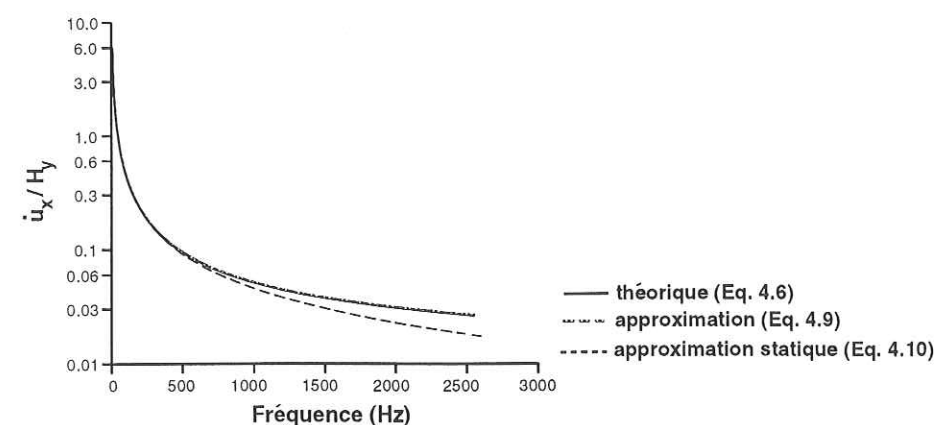


FIG. 4.12 – Variations du rapport  $u_x/H_y$  en fonction de la fréquence obtenues en considérant trois relations. La courbe en traits pleins représente les variations du rapport en considérant l'expression théorique 4.6. La courbe en traits tirets a été obtenue en considérant l'équation approximée au premier ordre 4.9. La courbe en pointillés est obtenue en considérant le cas statique décrit par la relation 4.10.

La figure 4.12 montre les variations du rapport  $u_x/H_y$  obtenues en considérant les expressions 4.6, 4.9 et 4.10. On observe que l'approximation analytique 4.9 est très bien corrélée avec l'expression théorique 4.6 dans toute la gamme des fréquences analysée. Par contre, l'approximation statique 4.10 montre une bonne corrélation avec ces deux courbes aux basses fréquences [0-500 Hz], puis n'est plus valable ensuite. Ceci montre que le champ magnétique est proportionnel à la vitesse suivant  $x$  aux basses fréquences, ce qui confirme les résultats numériques présentés précédemment. A plus haute fréquence, l'approximation statique n'est plus valable et il faudra tenir compte de la dépendance fréquentielle du coefficient de couplage.

En utilisant les propriétés de la couche de sable décrites dans le tableau 4.1, l'évaluation numérique de la relation 4.6 donne  $\dot{u}_x/H_y = 286$  à la fréquence dominante du signal. On retrouve ainsi la valeur de ce rapport obtenue par la simulation numérique.

Il faut noter que, l'approximation statique est d'autant plus correcte que la fréquence de transition  $\omega_t$  séparant les écoulements visqueux des écoulements inertiels du fluide saturant est élevée. La définition de  $\omega_t$  (Eq. 2.37) montre que l'exemple de sable saturé par de l'eau est un cas peu fa-



vorable car la forte perméabilité du sable et la faible viscosité de l'eau (comparé à des huiles) rend cette fréquence de transition relativement faible (dans notre exemple,  $f_t = \omega_t/(2\pi) = 1859 \text{ Hz}$ ).

Nous avons montré que les rapports d'amplitude  $\ddot{u}_x/E_x$  et  $\dot{u}_x/H_y$  peuvent être déterminés analytiquement et que leur approximation au premier ordre dans la gamme des fréquences sismiques fait apparaître clairement la dépendance de ces rapports d'amplitude par rapport à certaines propriétés caractérisant le milieu poreux.

Nous allons maintenant discuter l'influence relative de ces paramètres et voir quelles applications on pourrait tirer de cette sensibilité.

#### • Discussion

Les équations 4.5 et 4.10 approximées au premier ordre dans la gamme des fréquences sismiques soulignent l'intérêt d'enregistrer les champs électriques et les champs magnétiques générés par le passage des ondes sismiques près des récepteurs.

L'équation 4.5 montre que dans la gamme des fréquences sismiques, la signature électrique d'une onde de compression dépend principalement des propriétés du fluide remplissant l'espace poreux. En effet, la sensibilité de ce rapport aux paramètres décrivant la partie solide du milieu poreux est exprimée par la fonction  $(1 - \frac{\rho C}{\rho_f H})$ ,  $C$  étant décrit dans le chapitre 2 (Eq. 2.30), et  $H = K_G + 4G_{fr}/3$  où  $K_G$  est décrit par l'équation 2.29.

Cette fonction dépend de  $\phi$ ,  $k_s$ ,  $k_f$ ,  $k_{fr}$ ,  $G_{fr}$ ,  $\rho_f$  et  $\rho_s$ , mais ses variations suivant les propriétés du solide sont dans la plupart des cas bornées dans l'intervalle de  $-1$  à  $1$ . Nous avons vérifié numériquement, en faisant varier les paramètres dont dépend cette fonction, que les variations du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  sont très faibles, comparé aux variations liées au terme  $\frac{\eta \sigma_f}{\epsilon_f \zeta \rho_f}$  qui ne comporte que des caractéristiques de la phase fluide du milieu poreux. L'importance de ce terme est principalement liée à la concentration en sel du fluide saturant  $C$  qui intervient directement dans les expressions de la conductivité électrique  $\sigma_f$  (Eq. 2.47) et du potentiel  $\zeta$  (Eq. 2.44) à sa permittivité diélectrique  $\epsilon_f$  et à un degré moindre, à sa densité  $\rho_f$ .

La figure 4.13 montre les variations du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  en fonction de la concentration en sel pour une couche de sable saturée par de l'eau et pour une couche de sable saturée par de l'huile. Ces courbes montrent la forte sensibilité de ce rapport à la concentration en sel du fluide saturant. L'amplitude du champ électrique accompagnant les ondes de compression diminue fortement lorsque la concentration en sel augmente, car l'amplitude des courants de conduction augmente et contrebalance les courants d'origine électrocinétique, qui eux sont plus faibles, donnant ainsi

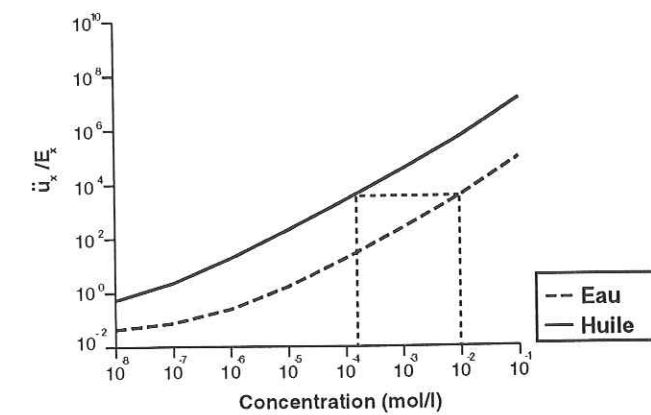


FIG. 4.13 – Variations du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  en fonction de la concentration en sel dans des sables saturés par de l'eau et par de l'huile.

un champ électrique final plus faible. On observe également sur ces courbes que les propriétés diélectriques des huiles font que le champ électrique accompagnant les ondes de compression est plus faible de 2 ordres de grandeur environ que dans le cas de l'eau.

Néanmoins, nous avons considéré les mêmes domaines de variation de la concentration en sel que dans le cas de l'eau. Or, les huiles sont très peu conductrices. La concentration en sel des roches réservoirs étant faible par rapport à celle de l'eau, l'amplitude du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  pour les sables à huiles peut être identique à celle des sables saturés par une eau très fortement minéralisée (eau de mer par exemple).

Par conséquent, la mesure du champ électrique permet d'avoir une information sur la concentration en sel du fluide, mais pas de dissocier la nature du fluide saturant. Nous allons voir que cette ambiguïté pourra être levée en complétant les mesures du champ électrique par des mesures du champ magnétique accompagnant les ondes de cisaillement.

Nous avons vu que la relation 4.10 constituait une bonne approximation du rapport  $\dot{u}_x/H_y$ . Celle-ci montre que l'amplitude du champ magnétique lié aux ondes de cisaillement est principalement sensible à la nature du fluide remplissant l'espace poreux et l'est beaucoup moins à la concentration en sel, contrairement à ce qui a été observé pour le champ électrique.

En effet, ce rapport d'amplitude dépend des caractéristiques suivantes du matériau solide considéré:  $\phi$ ,  $\alpha_\infty$ ,  $G_{fr}$  et  $\rho$ . Seul  $G_{fr}$  peut varier de 2 ordres de grandeur suivant que les roches sont très consolidées ou non, ce qui fera varier le rapport  $\dot{u}_x/H_y$  d'un ordre de grandeur.



Par contre, la nature du fluide saturant intervient par l'intermédiaire de sa viscosité  $\eta$ , de ses propriétés diélectriques  $\kappa_f$ , de sa densité  $\rho_f$ , et à un degré moindre, de sa concentration en sel par l'intermédiaire du potentiel  $\zeta$  (Eq. 2.44). Or, les propriétés visqueuses et diélectriques des fluides peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs suivant que l'on considère des huiles, de l'eau ou du gaz. On constate également, qu'au premier ordre, ce rapport n'est pas sensible à la perméabilité du milieu.

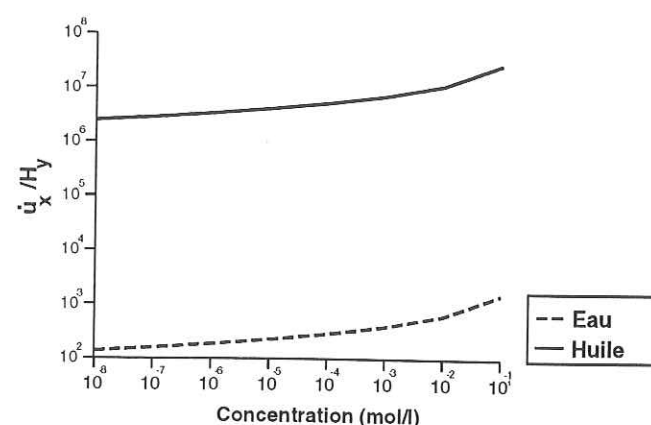


FIG. 4.14 – Variations du rapport  $\dot{u}_x/H_y$  en fonction de la concentration en sel dans des sables saturés par de l'eau et par de l'huile.

La figure 4.14 montre les variations du rapport  $\dot{u}_x/H_y$  en fonction de la concentration en sel pour des sables saturés par de l'huile et des sables saturés par de l'eau. On observe que les rapports d'amplitude présentent de faibles variations en fonction de la concentration en sel par rapport à celles présentées pour  $\ddot{u}_x/E_x$  sur la figure 4.13 et que les courbes sont cette fois complètement dissociées suivant la nature du fluide saturant. Ainsi, la mesure du champ magnétique accompagnant une onde de cisaillement permettra de préciser la nature du fluide saturant l'espace poreux.

### Conclusions

L'étude de sensibilité des champs électriques et magnétiques accompagnant les ondes de volume a montré l'intérêt de combiner des mesures de ces champs avec des mesures sismiques pour caractériser l'espace poreux. Par exemple, la détection de fortes variations du champ magnétique dans des puits de forage permettrait de caractériser la nature du fluide saturant. En effet, dans les cas où les signaux sismiques sont peu sensibles aux contrastes de propriétés du milieu poreux (continuité du squelette solide), de fortes perturbations concomitantes du champ magnétique pourraient être interprétées par des variations de la nature du fluide saturant et permettraient

ainsi de détecter des transitions eau-huile, eau-gaz ou gaz-huile remplissant l'espace poreux. Cette application pour l'industrie pétrolière sera illustrée par la suite.

De même, de fortes variations du champ électrique accompagnant les ondes de compression pourraient être interprétées par des variations de la concentration en sel du fluide saturant. Ces mesures pourraient être utilisées pour la détection de polluants. De plus, la présence de particules chargées, non prise en compte dans la théorie, pourraient accentuer les contrastes du rapport  $\ddot{u}_x/E_x$  (par des phénomènes réciproques de l'électrophorèse).

En outre, nous avons montré que les rapports  $\ddot{u}_x/E_x$  et  $\dot{u}_x/H_y$  ne dépendaient pas de la position source-récepteurs et donc, qu'il n'y avait pas de géométrie particulière d'acquisition à adopter pour exploiter les informations contenues dans ces rapports lorsque le milieu est saturé. Enfin, l'utilisation de dipôles électriques et de magnétomètres pourraient permettre de séparer les ondes de compression des ondes de cisaillement dans les enregistrements.

### 4.2.2 Ondes de surface

La compréhension des fonctions de transfert entre champ électrique et mouvements sismiques pour les ondes de surface est intéressante, car comme nous l'avons présenté dans le chapitre 1, les enregistrements effectués avec des dispositifs où source et récepteurs sont en surface présentent une prédominance d'ondes de Rayleigh. La signature électrique et magnétique des ondes de surface n'a pas encore été étudiée. Pour mener à bien cette étude, nous avons tenté de modéliser de manière simple la stratigraphie du site test où nous avons effectué les mesures présentées dans le chapitre 1.

### Modèle

La configuration source-récepteurs utilisée pour cette modélisation est décrite sur la figure 4.13. Les vitesses des ondes  $P_f$  et  $S_V$  indiquées pour chaque couche sur cette figure ont été calculées à la fréquence dominante du signal à partir des propriétés caractérisant les différents matériaux présentées dans le tableau 4.3.

Les principaux résultats expérimentaux décrits dans le chapitre 1 étaient que le champ électrique horizontal  $E_x$  était bien corrélé avec l'accélération  $a_x$  suivant la direction du profil, et que les rapports d'amplitude entre le champ électrique et l'accélération variaient peu suivant que l'on étudiait les ondes de surface ou les ondes de volume. De plus, ce rapport présentait une certaine homogénéité le long du profil. Les analyses fréquentielle et temporelle avaient cependant montré que le champ électrique présentait, par rapport à l'accélération, un spectre décalé vers les basses fréquences, ceci étant dû au fait que le champ électrique n'enregistrait pas toutes les phases présentes dans les sismogrammes.



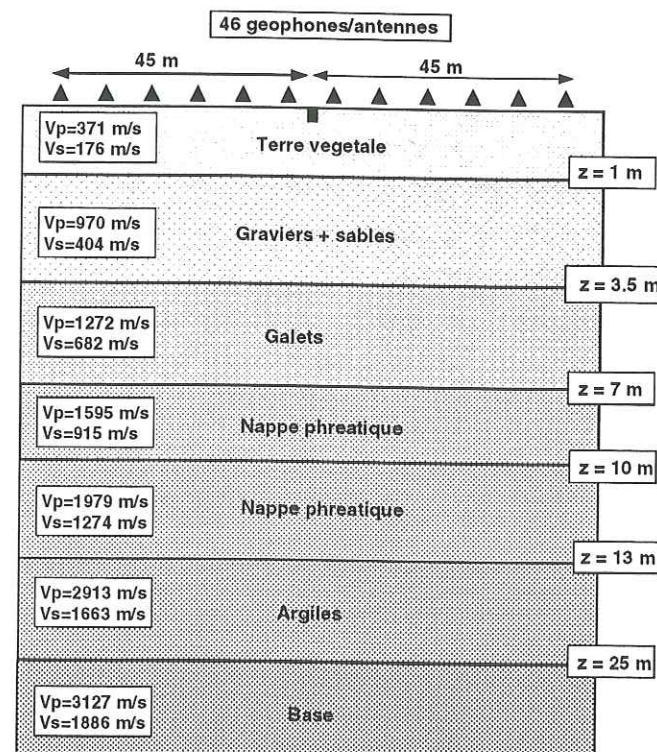


FIG. 4.15 – Configuration source-récepteurs et stratigraphie utilisée pour décrire le site test (échelle en profondeur amplifiée).

### Signaux synthétiques

Les calculs de sismogrammes, d'électrogrammes et de magnétogrammes synthétiques présentés sur les figures 4.16 et 4.17, à partir du modèle de la figure 4.15 censé décrire la stratigraphie du site test, n'ont pas pour ambition de modéliser exactement les formes d'onde expérimentales, mais d'étudier les fonctions de transfert entre les champs électriques et les mouvements sismiques des grains dans ce type de configuration et de milieu. La source d'excitation considérée est une force verticale simulant un système à chute de poids, c'est à dire qu'elle génère à la fois des ondes  $P_f$  et des ondes  $S_v$ .

La figure 4.16, montre les sections synthétiques  $u_x$ ,  $u_z$ ,  $E_x$  et  $H_y$  calculées en négligeant les effets de surface libre. On observe uniquement les ondes de volume (directe, réfléchies et réfrac-

Propriétés	Terre	Graviers	Galets	Nappe 1	Nappe 2	Argiles	Base
$\phi$ (%)	10	20	20	30	30	10	10
$k_0$ (m <sup>2</sup> )	$10^{-13}$	$10^{-11}$	$10^{-11}$	$10^{-10}$	$10^{-10}$	$10^{-16}$	$10^{-16}$
$k_s$ (GPa)	0.1	1.3	2	3	4	19	19
$k_f$ (GPa)	$1.5 \times 10^{-4}$	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2	2.2
$k_{fr}$ (GPa)	0.19	0.3	0.92	1.4	2.1	6	8
$G_{fr}$ (GPa)	0.062	0.32	0.95	1.6	3.1	7	9
$\eta$ ( $10^{-3}$ Pa.s)	0.018	1	1	1	1	1	1
$\rho_s$ ( $10^3$ Kg/m <sup>3</sup> )	2.2	2.2	2.3	2.3	2.3	2.7	2.7
$\rho_f$ ( $10^3$ Kg/m <sup>3</sup> )	0.0012	1	1	1	1	1	1
$C_0$ ( $10^{-3}$ mol/l)	0.01	0.1	0.1	1	1	10	10
$T$ (°K)	298	298	298	298	298	298	298
$\kappa_f$	1	80	80	80	80	80	80
$\kappa_s$	4	4	4	4	4	4	4
$\alpha_{\infty}$	3	3	3	3	3	3	3

TAB. 4.3 – Propriétés caractérisant le modèle utilisé pour décrire le site test de La Côte St André.

tées), ainsi que la composante magnétique de l'onde électromagnétique générée à la première interface par le passage de l'onde directe.

La figure 4.17 montre les mêmes sections obtenues en prenant en compte les réflexions à la surface libre. On observe dans ce cas une prédominance d'ondes de Rayleigh et des régimes d'ondes guidées dans les premières couches près de la surface. Il faut également noter que l'on n'observe plus d'ondes électromagnétiques générées à une interface par le passage des ondes sismiques atteignant tous les récepteurs approximativement au même instant. Malgré de nombreux efforts, nous n'avons pas réussi à enregistrer d'ondes électromagnétiques sur ce site.

### Fonctions de transfert

Pour analyser plus finement les fonctions de transfert entre les déplacements des grains et les champs électriques en présence d'ondes de Rayleigh, nous avons effectué des comparaisons des signaux synthétiques dans les domaines fréquentiel et temporel.

L'analyse fréquentielle présentée sur la figure 4.18 montre que le spectre du champ électrique comporte davantage de basses fréquences que celui de l'accélération. Ce spectre ne correspond pas non plus à celui des déplacements ou des vitesses. Nous avons également observé ce résultat en analysant les données expérimentales.



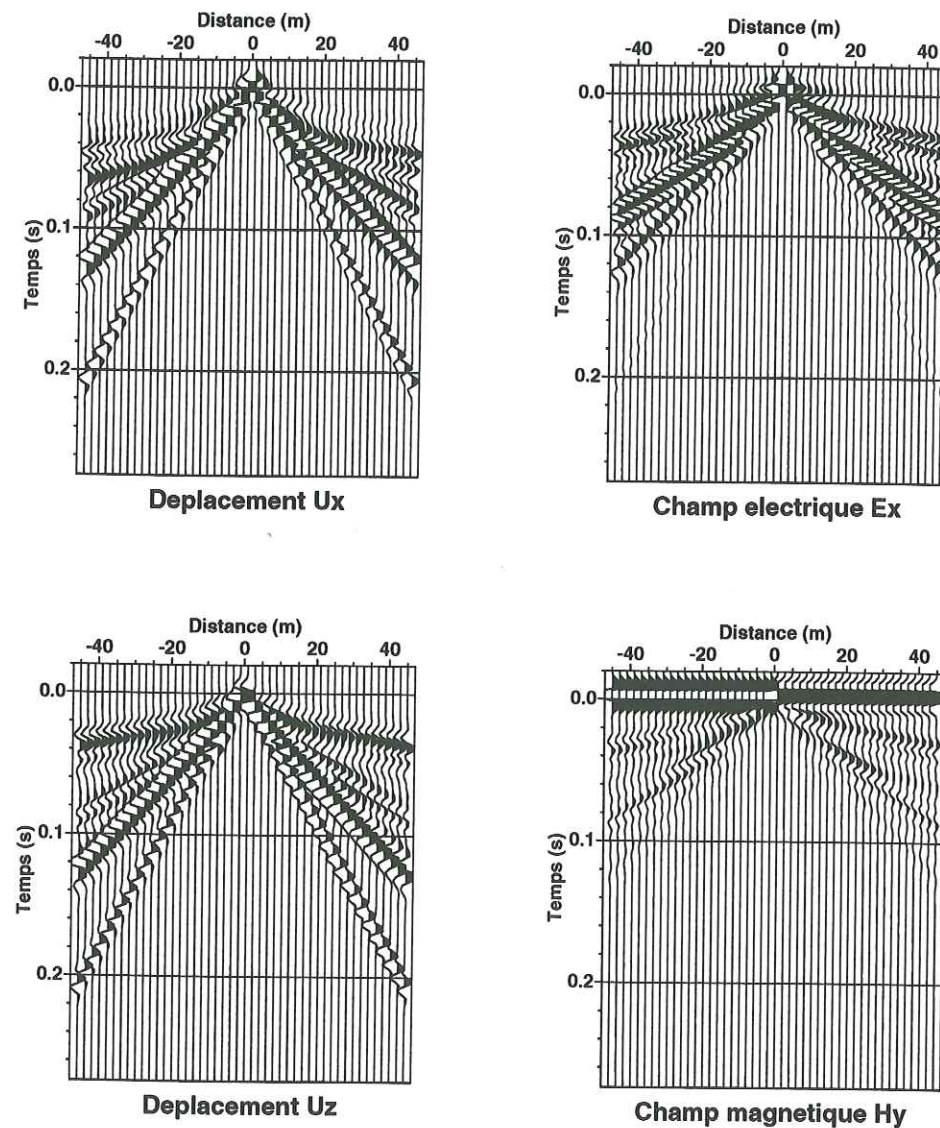


FIG. 4.16 – Sismogrammes, sismo-électrogrammes et sismo-magnétogrammes synthétiques obtenus pour la configuration source-récepteurs, et le modèle décrits sur la figure 4.15. La source sismique (force verticale) est au centre du profil. Les effets de surface libre ont été négligés.

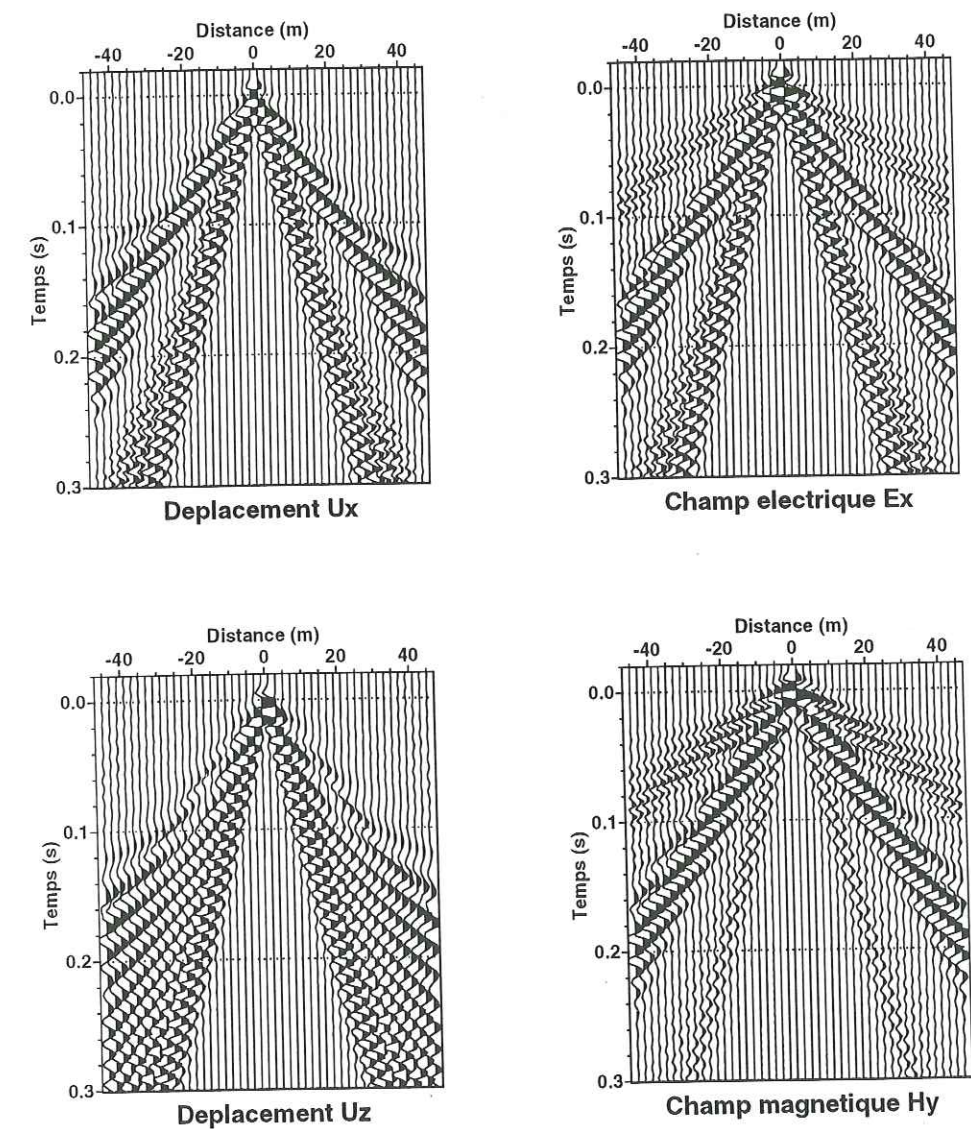


FIG. 4.17 – Sismogrammes, sismo-électrogrammes et sismo-magnétogrammes synthétiques obtenus pour la configuration source-récepteurs, et le modèle décrits sur la figure 4.15. La source sismique (force verticale) est au centre du profil. Les effets de surface libre ont été inclus dans les calculs.



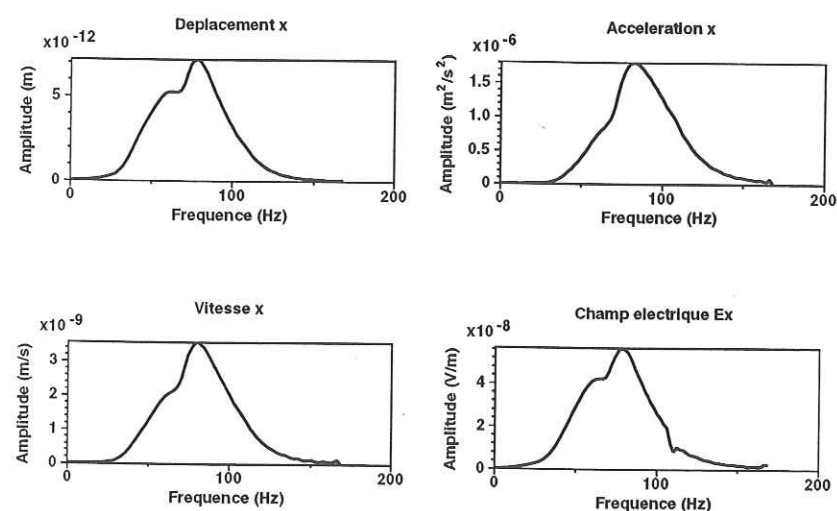


FIG. 4.18 – Spectres moyens des déplacements, vitesses, accélérations et du champ électrique suivant la direction du profil, obtenus à partir de l'ensemble des traces  $u_x$  et  $E_x$  de la figure 4.17.

La figure 4.19 montre la superposition des signaux électriques  $E_x$  temporels (traits pleins) et des accélérations des grains  $a_x$  (traits tirets) après normalisation des amplitudes. On observe une bonne corrélation entre les signaux électriques et sismiques correspondant aux ondes de Rayleigh. Par contre, cette figure montre également que, si les phases des ondes de volume (premières arrivées) semblent être relativement bien corrélées, il n'en est pas de même des amplitudes. En effet, les rapports d'amplitude semblent légèrement différents suivant que l'on analyse les ondes de surface ou les ondes de volume. Une seconde observation qui se dégage de cette figure, est que certaines phases ne sont pas détectées par les antennes électriques, ce qui explique les différences spectrales observées. Ces phases sont certainement des ondes de cisaillement. Nous avons également noté ce phénomène lors de l'analyse de nos données expérimentales.

### Conclusions

Il n'existe pas de traitement analytique simple permettant de construire les fonctions de transfert entre les champs électriques et les déplacements des grains pour les ondes de surface. Nos études expérimentales et numériques montrent néanmoins que les champs électriques générés par le passage d'ondes de Rayleigh dans un milieu poreux sont bien corrélés avec l'accélération des grains. Les rapports d'amplitude  $a_x/E_x$  pour ces ondes semblent légèrement différents de ceux

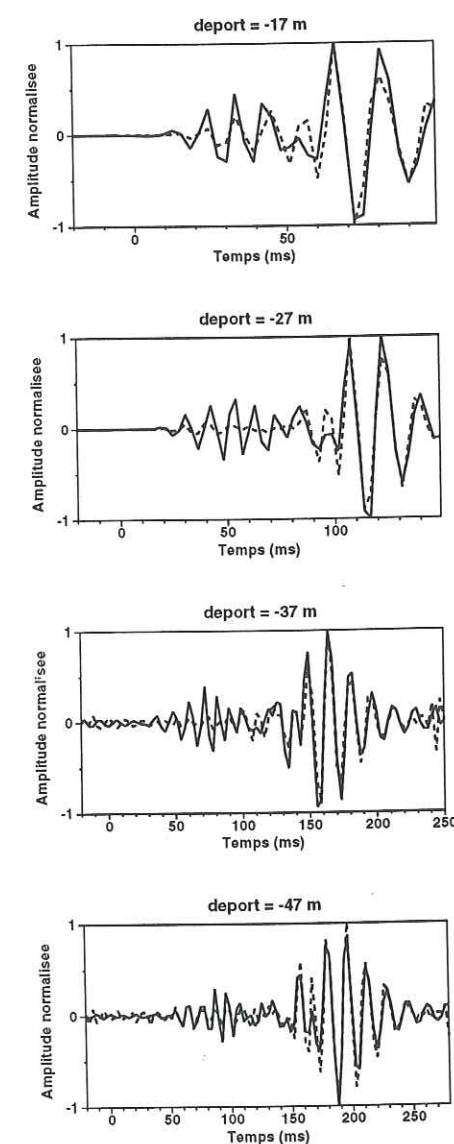


FIG. 4.19 – Comparaison des signaux temporels normalisés entre l'accélération suivant  $x$  (tirets) et le champ électrique suivant  $x$  (ligne continue) pour différents déports.

calculés pour des ondes de volume. Il est donc difficile de déterminer la sensibilité de la signature électrique des ondes de Rayleigh par rapport aux propriétés du milieu poreux, autrement que par une étude paramétrique complète impliquant de très longues simulations numériques. Cette étude n'a pas été faite dans le cadre de cette thèse.



### 4.3 Applications des couplages sismo-électriques

#### 4.3.1 Introduction

Nous rappelons encore une fois que l'effet dominant des conversions sismo-électriques est la signature électrique ou magnétique des ondes sismiques se propageant dans les milieux poreux. Nous avons montré que cette signature dépendait de plusieurs paramètres caractérisant le milieu poreux, et notamment des caractéristiques de la phase fluide. Le programme de simulation nous permet d'observer les déplacements, les champs électriques et magnétiques associés à la propagation des ondes sismiques, en fonction du temps. Nous allons nous servir de cette spécificité du programme pour illustrer une application possible des conversions sismo-électriques.

#### 4.3.2 Détection de couches réservoirs

Le but de la prospection pétrolière est de découvrir et de caractériser des réservoirs d'hydrocarbures, c'est à dire des couches perméables dont le fluide saturant est de l'huile ou du gaz. Pour détecter ces réservoirs, des techniques sismiques d'imagerie structurale sont habituellement mises en oeuvre à partir de la surface pour mettre en évidence des structures favorables à l'accumulation d'hydrocarbures. L'amplitude des réflexions peut parfois permettre de détecter directement les gisements en distinguant les milieux remplis par de l'huile ou du gaz de ceux remplis par de l'eau. En effet, il est connu que certaines transitions donnent lieu à des points brillants (bright spots) sur les sismogrammes.

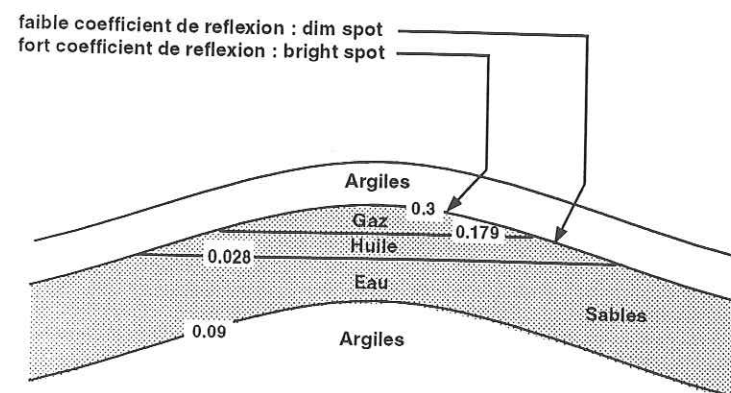


FIG. 4.20 - Couche réservoir typique. Les coefficients de réflexion théoriques sont spécifiés à chaque interface.

La figure 4.20 est une illustration de ces phénomènes dans un cas typique rencontré en prospection pétrolière. Le coefficient de réflexion lié à la transition argile/sable à gaz est un exemple de

point brillant.

Nous allons montrer par des simulations numériques que les méthodes sismo-électriques utilisées en forage peuvent permettre de distinguer la nature du fluide remplissant l'espace poreux, ce que les méthodes sismiques ne peuvent obtenir. Cette application permettra également d'illustrer les phénomènes en présence, et montrera l'intérêt de la modélisation de sismogrammes en milieu poreux.

Le programme développé peut permettre de réaliser des animations pour suivre l'évolution temporelle des champs d'onde dans le plan distance-profondeur. Pour cela, il suffit de considérer un ensemble de récepteurs disposés sur une grille verticale perpendiculaire à la stratification. Les calculs ont été effectués en considérant un modèle simple à 3 couches, où seul le contenu en fluide varie.

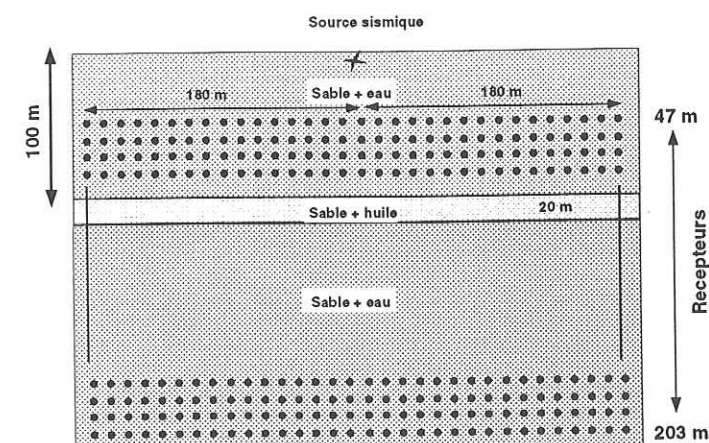


FIG. 4.21 - Modèle utilisé pour calculer les instantanés de propagation dans les applications des méthodes sismo-électriques en prospection pétrolière. Cette figure illustre l'exemple d'un contact eau-huile.

La figure 4.21 décrit la grille utilisée pour suivre l'évolution temporelle des champs d'onde. Nous avons délibérément choisi de ne pas faire varier les propriétés de la partie solide du milieu poreux, en ne considérant que des couches de sable. Seule, la nature du fluide saturant va varier.

#### Contact eau-huile-eau

Le premier exemple est celui illustré sur la figure 4.21 qui concerne la transition eau/huile/eau. Le



modèle choisi est une couche de sable saturée par de l'eau minéralisée de 100 mètres d'épaisseur reposant sur une couche d'huile de 20 mètres d'épaisseur. Le demi-espace homogène inférieur est identique à la couche supérieure.

La figure 4.22 montre des instantanés de propagation des déplacements verticaux et horizontaux obtenus lorsque le milieu est excité par une force ponctuelle verticale. Les images correspondent à des contours iso-valeurs de l'amplitude de l'enveloppe temporelle des sismogrammes à différents instants. On observe sur le premier instantané, l'apparition de l'onde  $P_f$  sur les premiers récepteurs se trouvant à 47 mètres de profondeur de la surface, puis sa propagation dans le milieu. On voit ensuite, à partir du troisième instantané, les déplacements générés par l'onde  $S_V$  également créée par la source sismique. On constate surtout sur ces figures, que les réflexions liées à la transition eau/huile à 100 et 120 mètres de profondeur sont pratiquement invisibles, et donc que des mesures sismiques, qu'elles soient en puits de forage, ou en surface, ne permettront pas de mettre en évidence ce type de contraste.

La figure 4.23 montre des instantanés de propagation du champ électrique et du champ magnétique accompagnant les ondes sismiques à des instants différents de ceux de la figure 4.22, pour montrer les phénomènes importants. Les fronts d'onde des signaux électriques sont ici plus épais que ceux des signaux magnétiques pour de simples questions de normalisation inhérentes au programme de visualisation utilisé.

Le premier instantané représenté correspond à l'arrivée de l'onde  $P_f$  sur l'interface eau/huile à 100 mètres de profondeur. Le champ électrique présente la signature électrique de cette onde  $P_f$ , ainsi que le champ électrique lié à l'onde électromagnétique générée par le passage de cette onde sismique à travers cette même interface. Il n'y a pas de champ magnétique associé à la propagation de l'onde sismique de compression, mais il existe par contre un champ magnétique lié à l'onde électromagnétique produite par le passage de l'onde  $P_f$  à travers l'interface eau/huile. Sur le second instantané, on observe, sur les deux composantes, l'onde électromagnétique générée par le passage de l'onde sismique à l'interface huile/eau située à 120 mètres de profondeur. On observe également sur la composante magnétique la propagation latérale de l'onde  $P_f$  le long de l'interface supérieure à 100 mètres de profondeur, qui génère de manière continue des ondes électromagnétiques visibles par leur champ magnétique. Le même phénomène se produit sur le champ électrique, mais il est masqué par la signature électrique des ondes  $P_f$ . Cependant toutes ces ondes électromagnétiques interfèrent de manière destructive pour ne laisser place qu'à la contribution principale qui est l'onde électromagnétique engendrée sur une zone située à l'aplomb de la source sismique. Nous verrons par la suite que cette zone correspond à la première zone de Fresnel associée à une conversion d'onde sismique en onde électromagnétique. Si les interfaces étaient limitées dans leur extension latérale (par exemple de manière symétrique

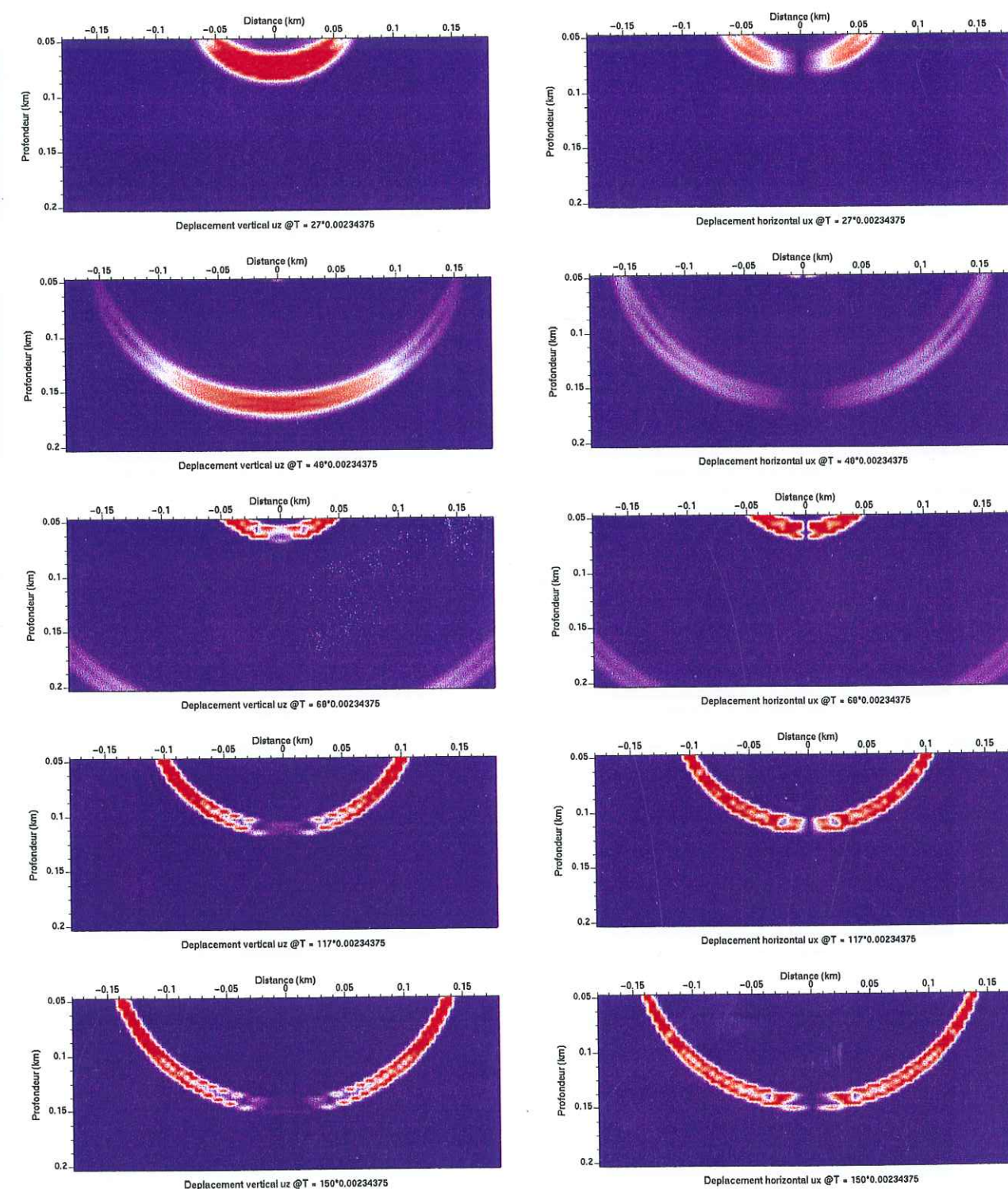


FIG. 4.22 – Instantanés de propagation des déplacements horizontaux et verticaux pour un contact eau/huile/eau.



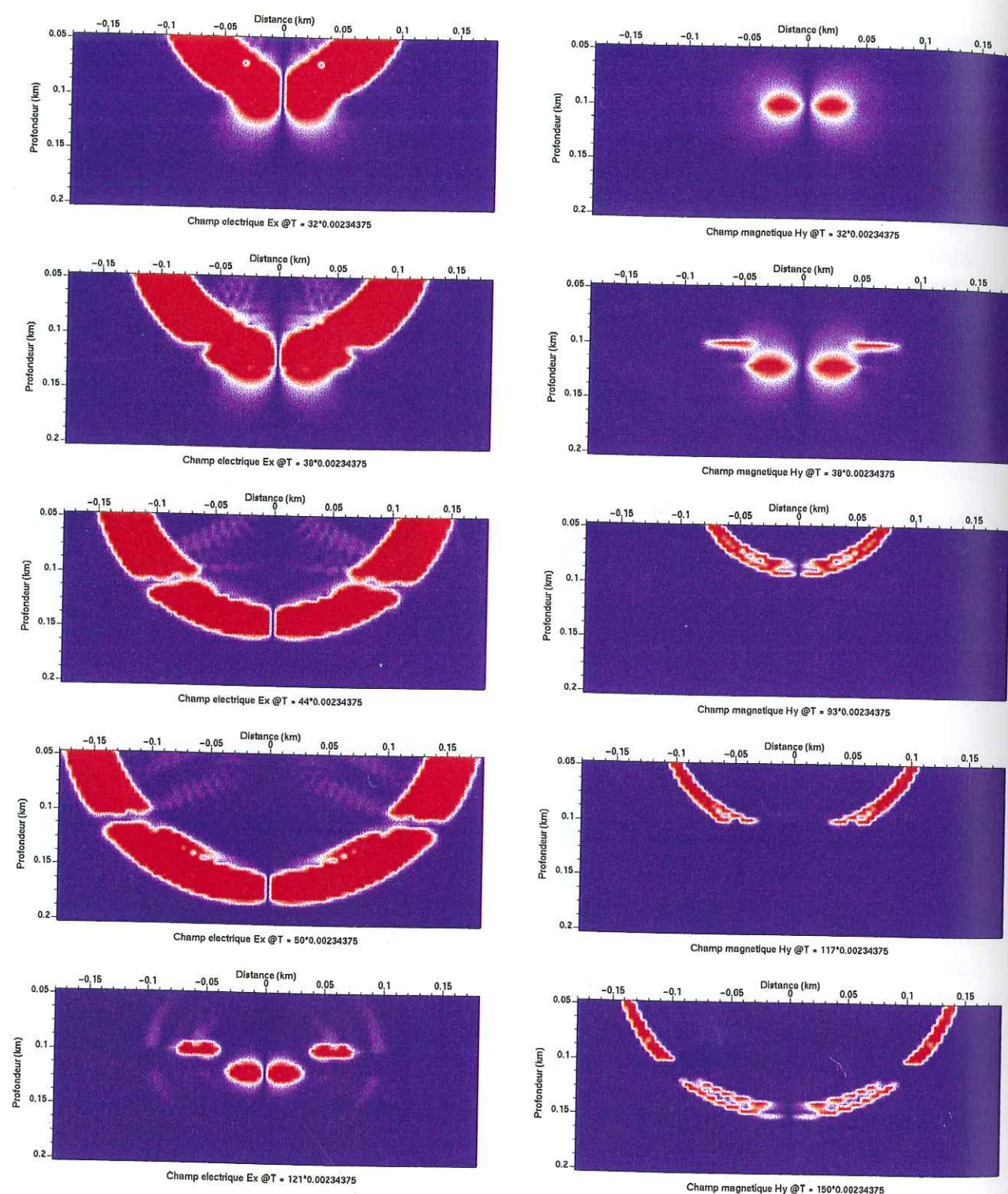


FIG. 4.23 – Instantanés de propagation des champs électrique et magnétique pour un contact eau/huile/eau.

par rapport à la source), une seconde onde électromagnétique serait générée aux deux extrémités du réflecteur.

Par la suite, l'analyse temporelle diffère selon que l'on étudie le champ électrique généré par le passage de l'onde  $P_f$  ou le champ magnétique lié au passage de l'onde  $S_V$  (les deux composantes sont présentées à des instants différents).

Sur les images de gauche, on observe le champ électrique associé à la propagation de l'onde de compression. On y distingue les champs électriques liés aux ondes  $P_f$  réfléchies aux deux interfaces. Ces réflexions sont très faibles par rapport à l'onde incidente, ce qui indique que le contact Eau/huile pourra être considéré comme un horizon faiblement réfléchissant pour le champ électrique  $E_x$  (dim spot).

On observe également sur ces figures une extinction du champ électrique lié au passage de l'onde sismique dans la couche contenant de l'huile. En fait, le champ ne disparaît pas, mais son amplitude est tellement faible par rapport au champ électrique généré dans le sable à eau que son observation est difficile. Ceci illustre parfaitement le pouvoir de résolution des couplages sismo-électriques par rapport aux méthodes sismiques. En effet, la transition eau/huile/eau est fortement contrastée au niveau des couplages sismo-électriques, bien que les contrastes d'impédance acoustique soient très faibles. On observe le même phénomène pour les ondes  $S_V$  sur le champ magnétique, mais de manière encore plus marquée, comme le prédisaient les résultats des figures 4.13 et 4.14.

Sur cette même composante, on observe également que le passage de l'onde  $S_v$  aux interfaces génère des ondes électromagnétiques de faible amplitude comparée au champ magnétique accompagnant ces ondes.

Le dernier instantané de la composante électrique montre le champ électrique lié aux ondes électromagnétiques générées par le passage de l'onde  $S_V$  aux deux interfaces eau/huile et huile/eau.

#### Contact méthane-huile-méthane

L'étude du contact méthane-huile a été menée en considérant exactement le même modèle que précédemment, sauf que le fluide saturant des couches inférieures et supérieures est du méthane, et non plus de l'eau.

La figure 4.24 représente des instantanés de propagation des déplacements verticaux et horizontaux. On observe la propagation des ondes  $P_f$  et  $S_V$  dans le milieu. On voit que les réflexions aux interfaces méthane/huile sont beaucoup plus importantes que précédemment, notamment pour l'onde  $P_f$  dont l'énergie transmise dans la couche inférieure est faible (cette observation est surtout évidente sur les géophones horizontaux). En analysant plus finement ces instantanés, on



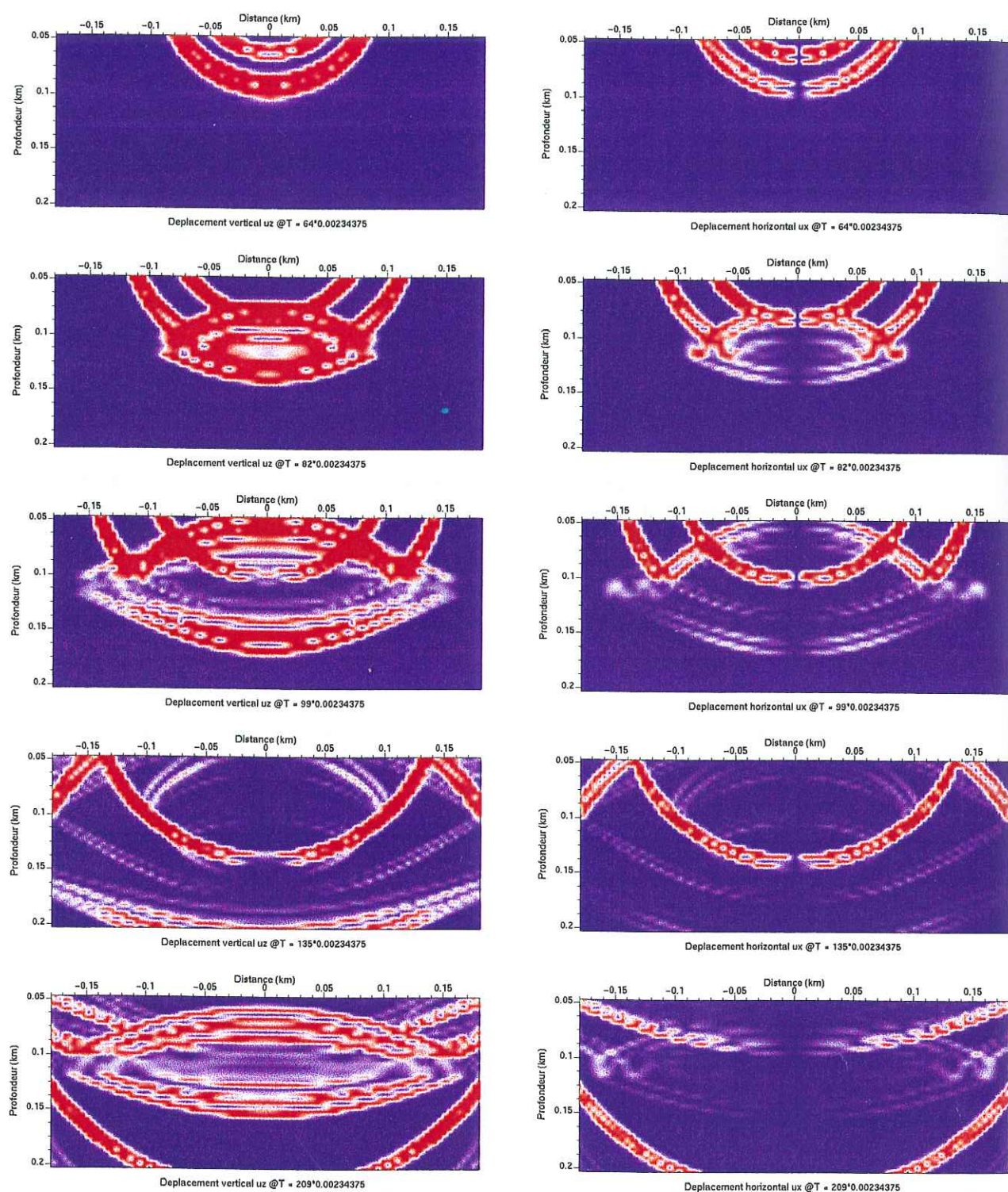


FIG. 4.24 – Instantanés de propagation des déplacements horizontaux et verticaux pour un contact méthane/huile/méthane.

peut également remarquer des conversions  $P_f - S_V$ , des réflexions à la surface libre, ainsi que des ondes piégées dans la couche d'huile. Ceci indique que la transition méthane/huile constitue un point brillant, en accord avec la valeur du coefficient de réflexion donné sur la figure 4.16 pour ce contact.

La figure 4.25 représente les champs électrique et magnétique obtenus pour la même configuration. Le champ électrique reste toujours sensible uniquement aux ondes de compression. On parvient à distinguer des conversions  $S_V - P_f$  aux interfaces et à la surface libre. On observe également des ondes électromagnétiques créées par le passage des ondes sismiques aux interfaces (ceci est surtout vrai sur la composante magnétique). A l'intérieur des couches, les couplages sismo-électriques sont différents suivant que le fluide considéré est du méthane ou de l'huile. En effet, la très faible viscosité des gaz fait que le champ électrique se propageant avec les ondes sismiques est beaucoup plus fort que pour des huiles. C'est pourquoi on observe à nouveau une extinction apparente des signatures électriques et magnétiques des ondes de compression et de cisaillement à l'intérieur de la couche saturée par de l'huile. On voit donc que les couplages sismo-électriques peuvent également permettre de différencier d'une certaine façon la nature du fluide saturant.

#### Contact eau-méthane-eau

La dernière étude porte sur la transition eau/méthane. On pourra directement comparer les résultats obtenus pour ce modèle avec ceux obtenus pour une transition eau/huile.

La figure 4.26 représente les instantanés de propagation des déplacements horizontaux et verticaux générés par le passage des ondes de volume dans ce milieu. Par rapport à une transition eau/huile, on observe que les réflexions des ondes sismiques aux interfaces sont beaucoup plus importantes, en raison du contraste important des modules d'incompressibilité des deux fluides. On retrouve ainsi que la transition eau-gaz constitue un point brillant pour les ondes sismiques. Sans rentrer dans le détail, on constate sur les instantanés de propagation présentés sur la figure 4.27 que l'extinction du champ électrique et du champ magnétique dans la couche de méthane est beaucoup moins importante que dans le cas des huiles. En effet, si la viscosité du méthane est faible, sa permittivité et sa densité sont également très faible, c'est pourquoi les champs électriques accompagnant les ondes de compression sont tout de même plus faibles que pour de l'eau. Néanmoins, les contrastes étant plus faibles que dans le cas d'une transition eau/huile, les ondes électromagnétiques générées aux interfaces par le passage des ondes sismiques sont également plus faibles. Une étude détaillée de la sensibilité de ces ondes à différents contrastes de propriétés du milieu sera effectuée dans le dernier paragraphe.



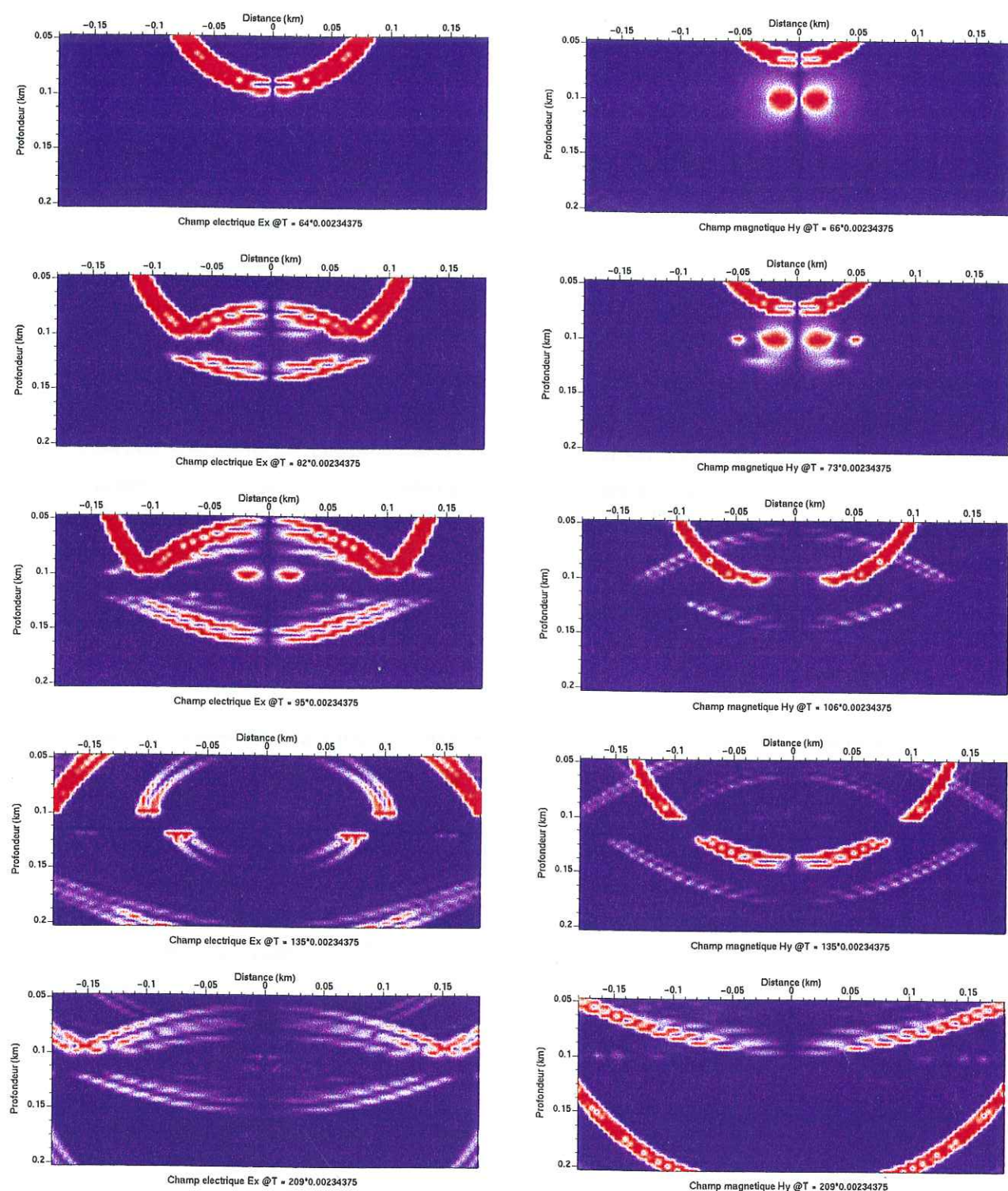


FIG. 4.25 – Instantanés de propagation des champs électrique et magnétique pour un contact méthane/huile/méthane.

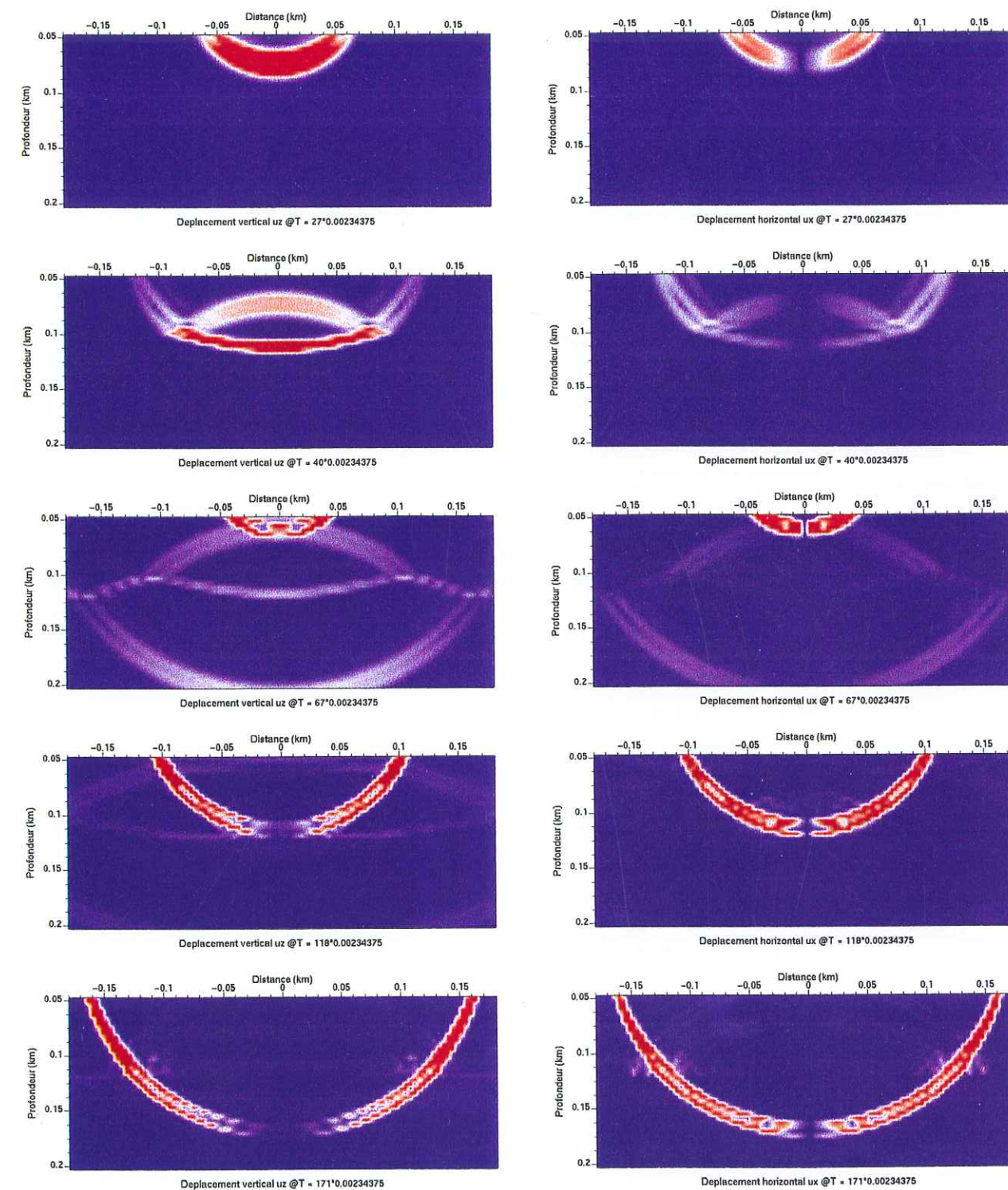


FIG. 4.26 – Instantanés de propagation des déplacements horizontaux et verticaux pour un contact eau/méthane/eau.



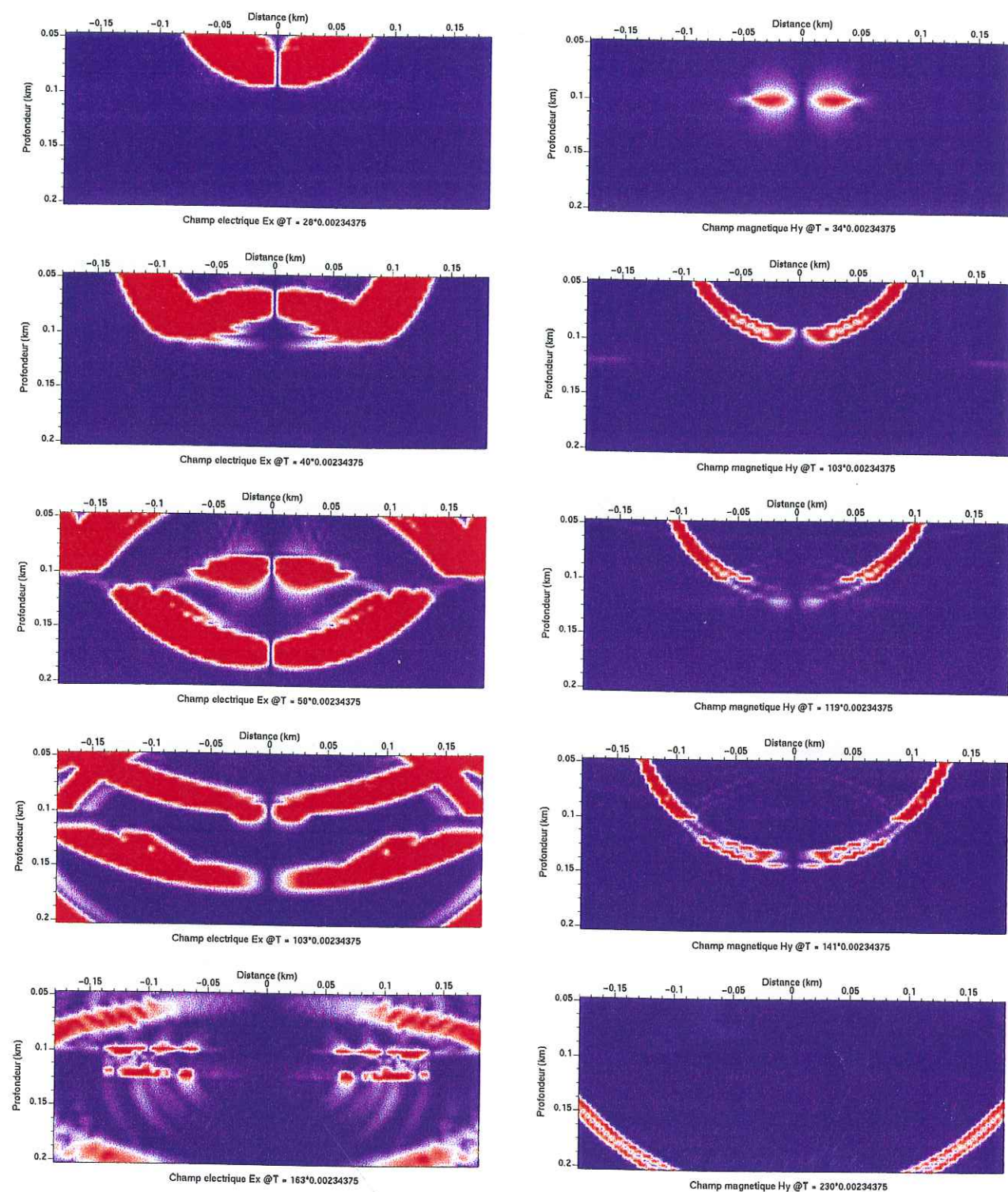


FIG. 4.27 – Instantanés de propagation des champs électrique et magnétique pour un contact eau/méthane/eau.

### 4.3.3 Fréquences plus élevées - études environnementales

D'autres applications des couplages sismo-électriques peuvent être envisagées, mais ne seront pas illustrées ici par des simulations numériques.

A plus haute fréquence, la résolution de cette méthode pourrait permettre la détection d'hétérogénéités de taille réduite présentes dans le sol. Pour tester cette idée, il conviendrait de modéliser par différences finies ou par éléments finis l'influence d'objets ayant une extension latérale limitée pour comprendre quels sont les effets de bords. La dépendance des phénomènes en fonction de la fréquence d'investigation pourrait également compliquer les interprétations. L'analyse en termes de point diffractant, et une étude de sensibilité analytique permettrait de tester le potentiel de ces couplages à plus haute fréquence.

Au niveau environnemental, les changements de propriétés chimiques et la présence de particules chargées dans le sous-sol (la modélisation est limitée au cas d'ions), devrait accentuer les effets de couplage, et permettre la caractérisation de zones contaminées.

Ainsi, la mesure conjointe des champs électrique et magnétique dans des puits de forage pourrait permettre d'accéder à des contrastes de propriétés chimiques ou de concentrations en molécules chargées et pourrait permettre la caractérisation de la pollution de l'eau.

### 4.3.4 Conclusions

L'étude numérique du champ électrique accompagnant les ondes sismiques a confirmé les résultats expérimentaux obtenus avec des configurations où la source et les récepteurs étaient positionnés en surface. Elle nous a permis de caractériser l'information contenue dans ces signaux électriques et de souligner l'intérêt d'acquérir simultanément des données sismiques, électriques et magnétiques pour caractériser la nature et les propriétés du fluide saturant l'espace poreux. Nous avons illustré le potentiel des couplages sismo-électriques pour des applications pétrolières en puits de forage et envisagé l'intérêt de cette méthode pour des applications environnementales, et à des fréquences plus élevées. La base théorique de ces couplages devra encore être améliorée en prenant en compte, notamment, la présence de fluides biphasiques remplissant l'espace poreux. On pourra également essayer d'intégrer dans la formulation théorique, les couplages sismo-électriques liés aux déplacements de particules.

Nous allons étudier plus en détail dans la deuxième partie de ce chapitre, le second phénomène résultant des couplages électrocinétiques, à savoir la génération d'une onde électromagnétique par le passage des ondes sismiques dans des milieux hétérogènes. Cette étude a été entreprise pour répondre à deux questions majeures: d'où provient l'information contenue dans ces ondes et quelle est sa nature? Pour répondre à ces questions, nous allons étudier les zones de Fres-



nel associées aux conversions d'ondes sismiques en ondes électromagnétiques, puis effectuer une étude de sensibilité de ces ondes par rapport aux paramètres caractérisant le milieu poreux.

## 4.4 Étude des ondes électromagnétiques : zones de Fresnel

### 4.4.1 introduction

Dans la théorie des rais, la réflexion d'une onde à une interface est considérée comme un phénomène ponctuel où les angles d'incidence et de réflexion sont décrits par la loi de Snell et dépendent de la géométrie de l'interface considérée, des vitesses des ondes et des positions source-récepteurs. Les points de réflexion sont définis en considérant les rais allant de la source à l'interface réfléchissante, puis de ce réflecteur au récepteur. Pour des signaux à bande étroite, les réflexions ne proviennent pas d'un point unique, mais résultent d'une intégration sur une certaine surface dont les rayonnements interfèrent constructivement. Cette surface d'intégration est définie par la notion de zone de Fresnel qui a été largement utilisée en optique. Le théorème de représentation indique que chaque point d'une surface réfléchissante se comporte comme une source secondaire. Par conséquent, la réflexion théorique, avec ou sans conversion de mode, peut être évaluée par une intégrale portant sur les points diffractants répartis sur la surface considérée. Dans le cas élastique  $P$ - $S_V$ - $S_H$ , cette représentation des ondes réfléchies a récemment été démontrée par Moinet & Dietrich (1998). Certaines contributions de cette intégrale vont s'additionner de manière constructive, alors que d'autres vont s'additionner de manière destructive. La première zone de Fresnel est définie comme une région d'interférences constructives autour du point de réflexion théorique déterminé par la loi de Snell (Sheriff, 1980). Le calcul des dimensions de la première zone de Fresnel permet d'établir la résolution spatiale à laquelle on a accès pour imager les réflecteurs. La capacité à observer des variations latérales de réflectivité d'un milieu est fonction de la taille de la zone de Fresnel.

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les zones de Fresnel correspondant à une réflexion d'onde sismique  $P_f$  vers un mode électromagnétique  $T_M$ . La théorie électrocinétique prédit que lorsqu'une onde sismique se propage dans un milieu poreux saturé présentant des contrastes de propriétés électriques ou mécaniques, il se crée une séparation de charges dépendant du temps de part et d'autre de l'interface considérée, qui donne naissance à une onde électromagnétique se propageant indépendamment vers la surface. La modélisation de ces phénomènes, explicitée dans le chapitre 3, nous permet de caractériser la distribution en amplitude de cette onde électromagnétique suivant la distance source-récepteurs. Le but de cette étude est de comprendre d'où proviennent les ondes électromagnétiques observées en surface. Pour cela, nous allons discrétiser la zone de Fresnel correspondant à une réflexion sismique-électromagnétique par un ensemble de dipôles électriques, puis observer quelle est la partie principale de la zone de Fresnel à prendre en compte pour expliquer les distributions en amplitude prédites par la théorie.

Nous pourrions ensuite analyser le pouvoir de résolution de ces phénomènes. Au cours de cette étude, nous discuterons également de la décroissance rapide de l'amplitude des signaux électromagnétiques en fonction de la distance à l'interface, ce qui limitera leur utilisation à quelques applications particulières.

### 4.4.2 Dimensions de la zone de Fresnel

Pour le calcul des dimensions de la zone de Fresnel, nous considérons une configuration source-récepteur quelconque, avec ou sans conversion de mode, et une interface plane et horizontale à la profondeur  $z$ . Nous nous intéressons aux réflexions  $P_f$ - $P_f$ ,  $P_f$ - $T_M$ ,  $T_M$ - $P_f$  et  $T_M$ - $T_M$ . L'étude des zones de Fresnel pour les conversions de modes  $P$ - $S_V$  a été effectuée par Eaton *et al.* (1991). Nous avons adapté les équations obtenues par cet auteur au cas d'une conversion de mode sismique  $P_f$  en mode électromagnétique  $T_M$ .

Pour définir la première zone de Fresnel, nous avons utilisé le critère de Sheriff (1980) qui stipule que la différence de marche entre le rai limite à l'extrémité de la zone de Fresnel et le rai central obéissant à la loi de Snell est égal à la moitié de la période dominante de l'onde. Il existe un autre critère, celui de Berkhout (1984), qui propose que cette différence doit être égale au quart de la période dominante.

Lorsque source et récepteur sont confondus et que la réflexion s'opère sans changement de mode, la zone de Fresnel est circulaire avec un rayon égal à

$$x_F = \sqrt{\frac{V}{2f} \left( \frac{V}{8f} + z \right)} \quad (\text{A11})$$

où  $V$  et  $f$  désignent respectivement la vitesse de propagation de l'onde et la fréquence considérée. Le rayon de la zone de Fresnel augmente lorsque la vitesse  $V$  ou la profondeur  $z$  de l'interface augmentent, ou encore lorsque la fréquence diminue.

Dans le cas général où la source et le récepteur ne sont pas confondus, la forme de la zone de Fresnel pour des réflexions avec conversion de mode est un ovale décentré par rapport au point de réflexion spéculaire (défini par la loi de Snell), le grand axe se trouvant dans la direction du profil. Cet ovale peut être caractérisé par trois paramètres définis par rapport au point de réflexion spéculaire:  $\epsilon_-$  et  $\epsilon_+$  dans la direction du profil;  $\epsilon_x$  dans la direction perpendiculaire au profil. Les paramètres  $\epsilon_-$  et  $\epsilon_+$  doivent satisfaire les deux égalités suivantes, écrites sous forme condensée (Eaton, 1991):

$$T/2 = \frac{\left[ (x_p \pm \epsilon_{\pm})^2 + z^2 \right]^{1/2} - (x_p^2 + z^2)^{1/2}}{V_P} \quad (\text{A12})$$



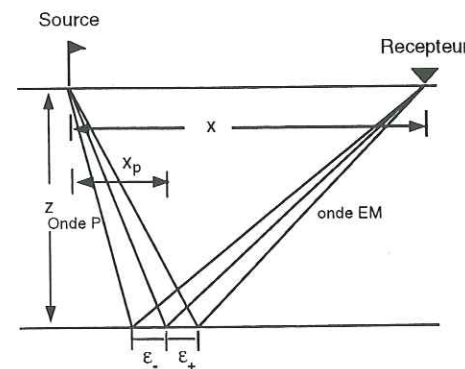


FIG. 4.28 – Géométrie et symboles utilisés pour calculer la dimension longitudinale de la zone de Fresnel correspondant à une réflexion  $P_f$ - $T_M$ . L'angle de réflexion de l'onde  $P_f$  a été grandement exagéré pour les besoins de la figure.

$$+ \frac{[(x - x_p \mp \epsilon_{\pm})^2 + z^2]^{1/2} - [(x - x_p)^2 + z^2]^{1/2}}{V_{EM}}$$

où  $x_p$  et  $x$  sont respectivement les abscisses mesurées à partir de la source du point de réflexion en profondeur, et du récepteur.

D'une manière similaire, le demi-axe  $\epsilon_x$ , transversal au dispositif est déterminé en utilisant la relation:

$$T/2 = \frac{(x_p^2 + \epsilon_x^2 + z^2)^{1/2} - (x_p^2 + z^2)^{1/2}}{V_P} + \frac{[(x - x_p)^2 + \epsilon_x^2 + z^2]^{1/2} - [(x - x_p)^2 + z^2]^{1/2}}{V_{EM}} \quad (A13)$$

Nous avons résolu de manière numérique ces trois équations implicites en  $\epsilon_-$ ,  $\epsilon_+$  et  $\epsilon_x$  pour un milieu homogène constitué d'une couche de sable de 100 mètres d'épaisseur reposant sur une couche de grès. Les propriétés physiques de chaque couche et les vitesses des ondes  $P_f$  et  $T_M$  sont respectivement détaillées dans les tableaux 4.4 et 4.5.

Les calculs ont été effectués en considérant plusieurs géométries source-récepteur.

La figure 4.29 montre les résultats du calcul des zones de Fresnel pour le modèle décrit auparavant, en considérant différentes configurations source-récepteur. Les principales observations que l'on peut dégager de la figure 4.19 sont les suivantes:

i) les conversions sismique-électromagnétique (SE) d'une part, et électromagnétique-sismique

Propriétés	sable	grès saturé
$\phi$ (%)	30	20
$k_0$ ( $m^2$ )	$10^{-11}$	$10^{-12}$
$k_s$ (Pa)	$3.5 \times 10^{10}$	$3.6 \times 10^{10}$
$k_f$ (Pa)	$2.2 \times 10^9$	$2.2 \times 10^9$
$k_{fr}$ (Pa)	$4 \times 10^8$	$5 \times 10^9$
$G_{fr}$ (Pa)	$5 \times 10^8$	$7.0 \times 10^9$
$\eta$ (Pa.s)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$\rho_s$ ( $Kg/m^3$ )	$2.6 \times 10^3$	$2.7 \times 10^3$
$\rho_f$ ( $Kg/m^3$ )	$1.0 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$
$C$ (mol/l)	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$T$ ( $^{\circ}K$ )	298	298
$\kappa_f$	80	80
$\kappa_s$	4	4
$\alpha_{\infty}$	3	3

TAB. 4.4 – Propriétés physiques caractérisant le modèle à deux couches saturées par de l'eau.

Vitesses (m/s) (100 Hz)	sable	grès saturé
Onde $P_f$	1859	3004
Onde $T_M$	413354	504562

TAB. 4.5 – Vitesses des ondes  $P_f$  et  $T_M$  pour une fréquence de 100 Hz

(ES) d'autre part, se produisent quasiment à l'aplomb de la position de la source et de la position du récepteur respectivement. Cette observation découle directement de la loi de Snell, avec des vitesses sismiques et électromagnétiques qui sont dans un rapport de 1 à 200. Ceci diffère fondamentalement des réflexions sismiques, dont la position du centre de la zone de Fresnel se déplace en fonction de la position de la source et du récepteur.

ii) la surface des zones de Fresnel SE et ES est toujours supérieure à celle des réflexions purement sismiques  $SS$ , la zone  $SE$  étant particulièrement importante. La zone de Fresnel associée à une réflexion purement électromagnétique n'a pas été représentée ici: à une fréquence aussi basse que 100 Hz, cette zone est quasiment circulaire dans toutes les situations considérées sur la figure 4.29, avec un rayon de 1000 mètres.

Ces particularités font que, d'une part, les processus microscopiques sont intégrés sur une surface plus grande, ceci contribuant à leur observation, à condition que le réflecteur conserve une forme plane sur une surface au moins égale à la zone de Fresnel, et d'autre part, que les rais verticaux et proches de la normale au réflecteur auront une importance accrue sur les formes d'ondes détectées par des récepteurs déployés le long d'un profil.



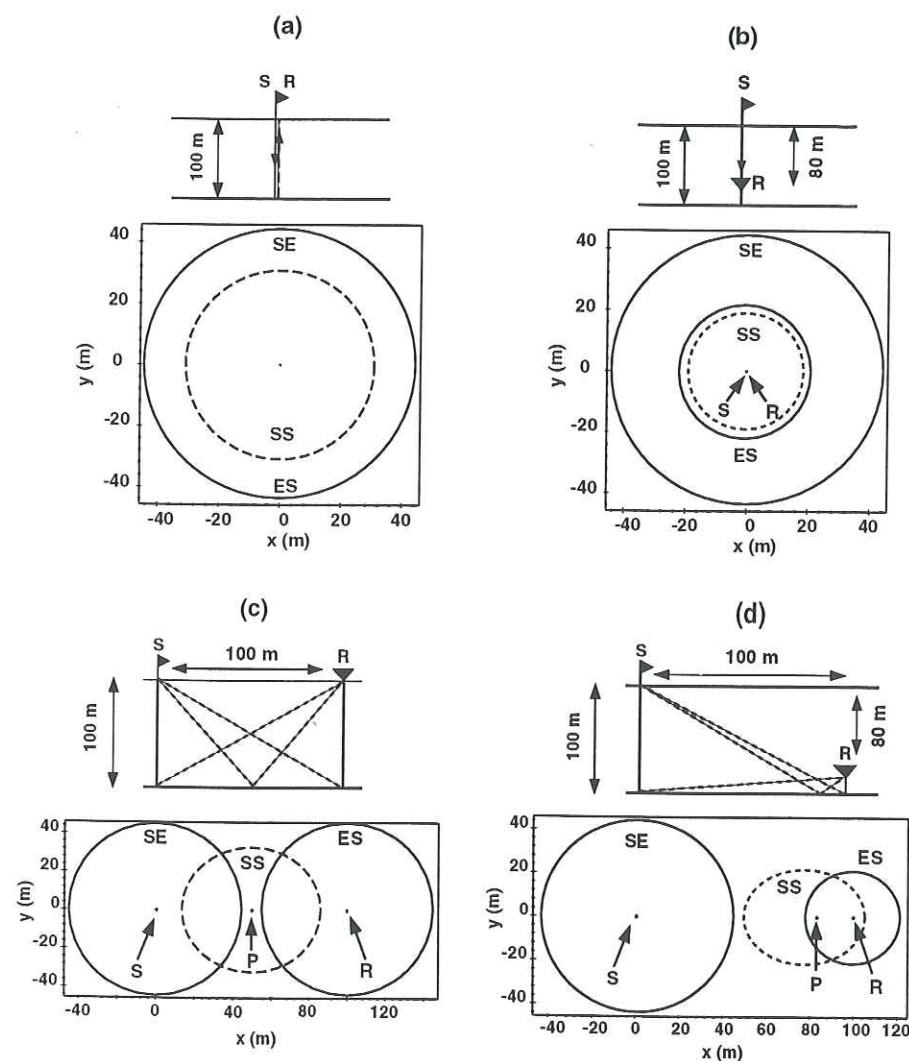


FIG. 4.29 – Zones de Fresnel associées aux conversions d'une onde sismique en onde électromagnétique (SE), d'une onde électromagnétique en onde sismique (ES) et de réflexions sismiques (SS). (a) Source et récepteur confondus en surface. (b) Récepteur situé à l'aplomb de la source à 80 mètres de profondeur. (c) Récepteur déporté horizontalement de 100 mètres. (d) Récepteur déporté horizontalement de 100 mètres et situé à 80 mètres de profondeur.

#### 4.4.3 Analyse numérique de l'onde électromagnétique

Pour analyser d'une manière quantitative les ondes électromagnétiques engendrées à une interface plane par une onde sismique, nous avons utilisé dans un premier temps un modèle à

deux couches, constitué d'une couche de sable enfouie sous une couche plus compacte constituée de grès saturés par de l'eau. Les propriétés caractérisant ces couches ont été détaillées dans les tableaux 4.4 et 4.5.

Nous allons calculer de manière numérique, en utilisant le programme de simulation, les variations d'amplitudes en fonction de la distance source-récepteurs lorsque ces derniers sont déployés en surface, en considérant différentes épaisseurs de la couche supérieure (donc plusieurs profondeurs de l'interface).

La figure 4.30 montre un exemple des calculs effectués. La source sismique (explosion) est positionnée en surface au centre d'un profil constitué de 51 récepteurs déployés sur une distance allant de -100 mètres à +100 mètres tous les 4 mètres. La fréquence dominante du signal de Ricker émis à la source est de 213 Hz. Nous avons négligé dans ces calculs les réflexions des ondes à la surface libre, ainsi que l'onde directe de compression.

Les sismogrammes synthétiques montrent la réflexion de l'onde  $P_f$  à l'interface grès-sable (située pour cet exemple à 100 mètres de profondeur), qui dominent la section  $U_z$  représentant les déplacements verticaux, ainsi que la conversion d'onde  $P_f$  en onde  $S_V$  à l'interface, qui prédomine sur la section  $U_x$  représentant les déplacements horizontaux. Les sismo-électrogrammes synthétiques  $E_x$  montrent le champ électrique accompagnant l'onde  $P_f$  réfléchi. Ils montrent également la faible onde électromagnétique générée par le passage de l'onde  $P_f$  à travers l'interface grès-sable, atteignant l'ensemble des récepteurs pratiquement au même instant. Il faut noter que pour mettre en évidence cette onde, nous avons dû multiplier le coefficient de réflexion associé à la conversion  $P_f-T_M$  par 50. Les sismo-magnétogrammes synthétiques mettent en évidence la signature magnétique de la conversion  $P_f-S_V$  à l'interface, ainsi que le champ magnétique lié à l'onde électromagnétique. Il est clair que dans cette configuration, l'onde électromagnétique arrive sur l'ensemble des récepteurs au temps moitié du temps d'arrivée de l'onde sismique.

La figure 4.31 montre les spectres moyens calculés sur l'ensemble de la section  $E_x$  du champ électrique accompagnant les ondes sismiques réfléchies  $P_f$  (proportionnel à l'accélération des grains) et de l'onde électromagnétique. On observe que l'onde électromagnétique présente un contenu fréquentiel légèrement plus large, mais centré sur une fréquence plus basse que celui de la signature électrique des ondes sismiques réfléchies. Nous avons vérifié que ce phénomène n'était pas lié aux processus de propagation et d'atténuation des ondes, mais plus probablement directement au mécanisme de génération d'une onde électromagnétique à une interface. En effet, c'est la variation temporelle de la distribution de la densité de charges de part et d'autre de l'interface, liée aux mouvements de compression et de dilatation de l'onde sismique, qui génère une onde électromagnétique. Le contenu fréquentiel sera donc différent.



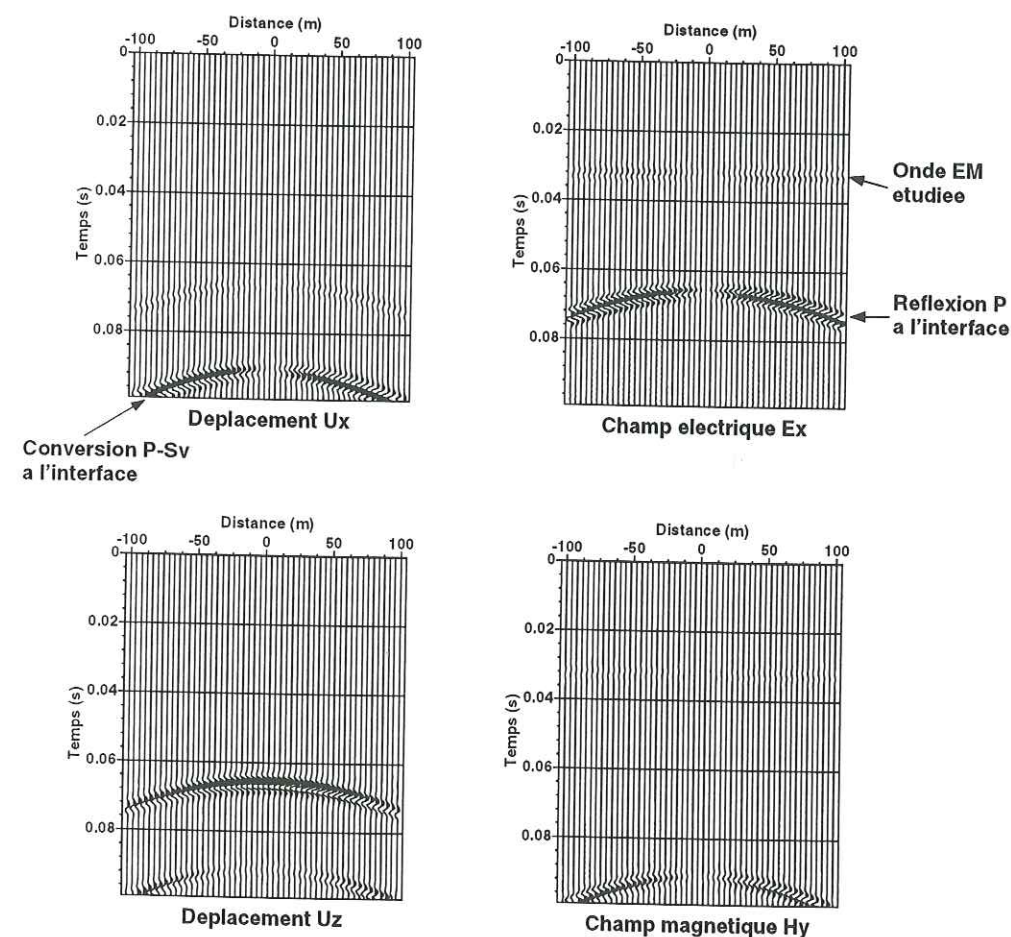


FIG. 4.30 - Sismogrammes, sismo-électrogrammes et sismo-magnétogrammes synthétiques obtenus pour un modèle à deux couches grès-sable excité par une explosion centrée au milieu du profil. Les ondes directes et les réflexions à la surface libre ne sont pas prises en compte. Les conversions d'ondes  $P_f$  en onde  $T_M$  à l'interface située à une profondeur de 100 mètres ont été multipliées par 50.

La figure 4.32 montre l'amplitude de l'onde électromagnétique en surface en fonction de la distance à la source et en fonction de la profondeur de l'interface où elle a été générée. L'amplitude représentée sur cette figure correspond à la valeur absolue de l'amplitude moyenne sur la durée de l'ondelette.

On observe que la variation d'amplitude suivant la distance présente un caractère dipolaire, le

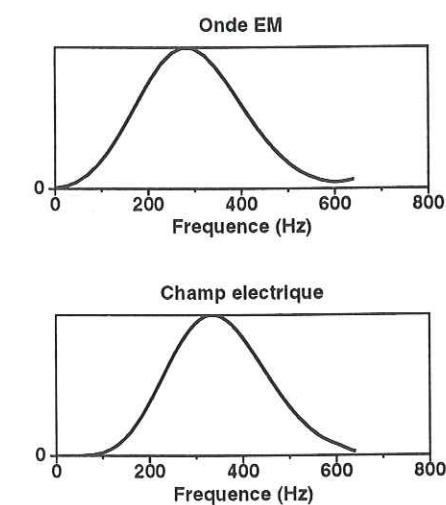


FIG. 4.31 - Spectres moyens de l'onde électromagnétique et du champ électrique accompagnant l'onde réfléchie  $P_f$  calculés sur l'ensemble de la section  $E_x$ , lorsque l'interface est située à 100 mètres de profondeur.

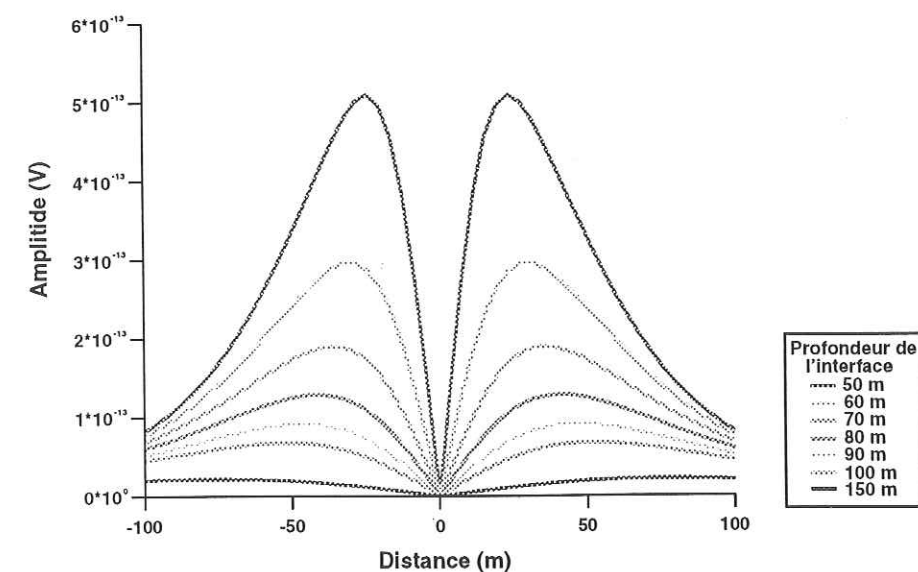


FIG. 4.32 - Distribution de l'amplitude des ondes électromagnétiques en surface, générées à l'interface grès-sable à différentes profondeurs, en fonction de la distance à la source.



maximum étant déporté par rapport à la position de la source sismique d'une valeur approximativement égale à la moitié de la profondeur de l'interface. Le signal s'atténue très rapidement en dehors de cette plage de distance. La détection de ces ondes depuis la surface étant déjà très difficile, il conviendra d'adapter le profil d'enregistrement en fonction de la profondeur d'investigation recherchée, pour échantillonner correctement les amplitudes les plus importantes. La symétrie des courbes d'amplitude est due au fait que l'interface considérée est plane et horizontale. La dissymétrie de la répartition de l'amplitude d'un signal électromagnétique observé le long d'une surface horizontale permettra de caractériser le pendage de l'interface génératrice d'ondes électromagnétiques (Thompson & Gist, 1993).

La seconde observation qui se dégage de cette figure est la décroissance rapide de l'onde électromagnétique en fonction de la profondeur de l'interface.

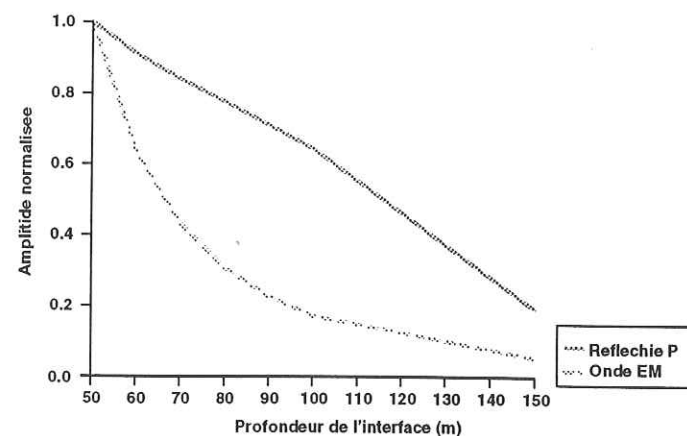


FIG. 4.33 – Décroissance relative de l'amplitude de l'onde sismique réfléchie et de l'onde électromagnétique en fonction de la profondeur de l'interface.

Cette observation est également mise en évidence sur la figure 4.33 où sont superposées les amplitudes relatives (en prenant pour référence l'interface à 50 mètres) de l'onde électromagnétique et de l'onde sismique réfléchie en fonction de la profondeur de l'interface. Cette figure souligne le caractère fortement diffusif de la propagation électromagnétique par rapport à la propagation sismique. D'une manière générale, la décroissance en amplitude d'une onde progressive est déterminée par l'expansion géométrique de son front d'onde et par divers processus d'atténuation. On constate ici que le caractère diffusif de la propagation des ondes électromagnétiques dans la gamme des fréquences considérées rend la transmission de l'énergie très peu efficace. Cette décroissance est particulièrement nuisible pour l'exploration profonde du sous-sol depuis la surface. En effet, nous avons observé sur les instantanés de propagation présentés sur les figures 4.23,

4.25 et 4.27 que l'onde électromagnétique présentait une amplitude comparable à la signature électrique des ondes de compression aux alentours de l'interface où elle a été générée et qu'elle avait dans ce cas de bonnes chances d'être détectée. Sa décroissance rapide en fonction de la distance à l'interface limite donc *a priori* son utilisation à la caractérisation de discontinuités proches des récepteurs, c'est à dire en géophysique d'environnement ou en géophysique de puits.

#### 4.4.4 Zones de Fresnel correspondantes

Pour étudier plus précisément d'où provient l'information contenue dans les ondes électromagnétiques créées par des ondes sismiques, nous avons utilisé une approche heuristique, en discrétisant la première zone de Fresnel par un ensemble de sources secondaires d'émission de champ électromagnétique.

Nous avons considéré comme point d'émission des dipôles électriques (nous aurions considéré des dipôles magnétiques dans le cas d'une onde  $S_V$ ). En effet, le passage des ondes sismiques à travers une interface génère des variations temporelles de l'amplitude des densités de courant de part et d'autre de l'interface. Si l'on néglige les effets de propagation de l'onde électromagnétique, on peut modéliser approximativement cette séparation de charge par un dipôle électrique vertical. Comme nous nous intéressons uniquement à la distribution relative de l'amplitude en fonction du déport source-récepteur en surface, le moment dipolaire pourra être d'amplitude quelconque.

Le champ électrique créé par un dipôle orienté suivant  $z$  est représenté sur la figure 4.34.

Si le dipôle vertical est positionné à l'origine du repère cartésien, le champ électrique créé en un point de coordonnées  $(x, y, z)$  situé à une distance  $r$  du centre du dipôle est donné par ses trois composantes suivant les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ :

$$E_x = \frac{p}{4\pi\epsilon} \frac{3zx}{r^5} \quad (\text{A14})$$

$$E_y = \frac{p}{4\pi\epsilon} \frac{3zy}{r^5} \quad (\text{A15})$$

$$E_z = -\frac{p}{4\pi\epsilon} \left( \frac{1}{r^3} - \frac{3z^2}{r^5} \right) \quad (\text{A16})$$

où  $p$  représente le moment dipolaire.

Pour modéliser correctement les effets de radiation de l'ensemble de la zone de Fresnel, nous prenons en compte dans nos calculs les délais temporels entre chaque point d'émission et l'expansion géométrique qui sont liés à la propagation de l'onde sismique dans la couche supérieure. La figure 4.35 montre l'idée générale du calcul effectué. Nous avons sommé à l'intérieur de la



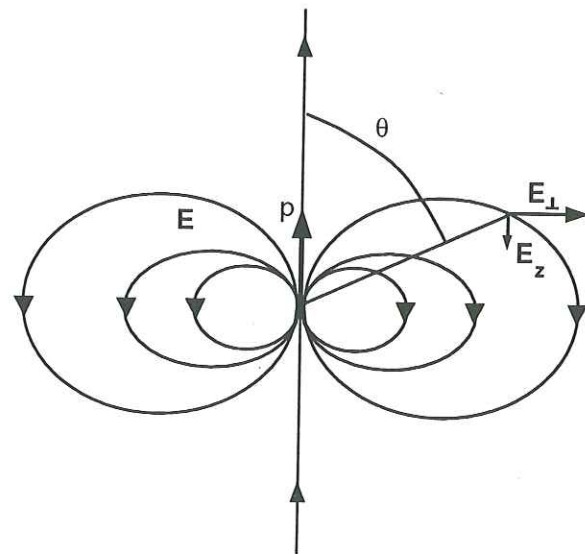


FIG. 4.34 – Champ électrique d'un dipôle électrique vertical.

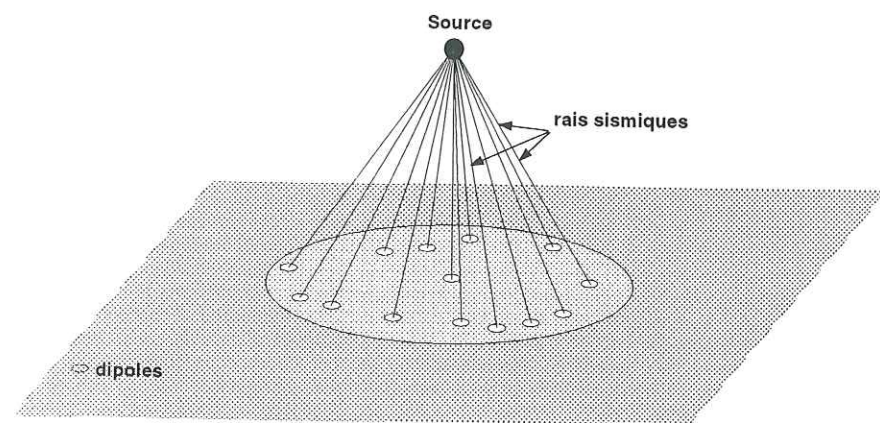


FIG. 4.35 – Discrétisation de la zone de Fresnel par des dipôles. Dans les calculs, l'expansion géométrique et la différence de marche des rais sismiques sont prises en compte.

première zone de Fresnel, les émissions décalées dans le temps de chaque dipôle, et calculé ensuite l'amplitude résultante en différents points d'observation. La configuration source-récepteurs et le modèle à deux couches employés pour les calculs sont identiques à ceux utilisés lors de l'analyse numérique des amplitudes de l'onde électromagnétique dans le paragraphe précédent. L'interface considérée se situe à 100 mètres de profondeur. Le rayon de la zone de Fresnel  $SE$  pour ce modèle vaut 32,55 mètres.

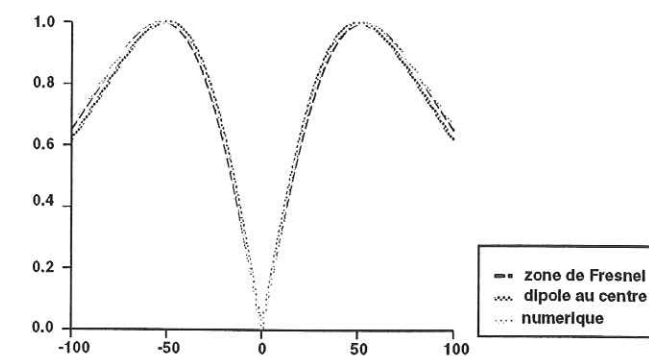


FIG. 4.36 – Comparaison des courbes d'amplitude de l'onde électromagnétique en fonction du déport source-récepteur. La courbe claire représente les résultats numériques obtenus avec le programme de simulation. La courbe en pointillés présente les résultats du calcul de sommation sur la première zone de Fresnel des diagrammes de radiation d'une distribution homogène de dipôles électriques. La courbe sombre correspond au rayonnement d'un dipôle électrique unique situé au centre de la zone de Fresnel, à l'aplomb de la source sismique.

Les résultats présentés sur la figure 4.36 montrent que la distribution d'amplitude de l'onde électromagnétique en fonction du déport source-récepteur peut valablement être interprétée par une intégration des diagrammes de rayonnement d'un ensemble de dipôles uniformément répartis sur la première zone de Fresnel. En effet, les résultats du calcul de sommation sur l'ensemble de la zone de Fresnel coïncident parfaitement avec les résultats numériques du programme de simulation, mais diffèrent légèrement du rayonnement d'un dipôle unique situé au centre de la zone de Fresnel  $SE$ . L'information contenue dans l'onde électromagnétique n'est donc pas uniquement liée au rai vertical, comme on pouvait s'y attendre. Ces résultats sont valables en champ lointain. Cependant, lorsque l'interface est plus proche de la source, les champs électrostatiques générés par des réflexions et des transmissions des ondes sismiques présentent un caractère multipolaire qui va dépendre de plusieurs caractéristiques comme la profondeur et la nature de l'interface, le contenu fréquentiel et la vitesse de l'onde sismique. La discrétisation de la zone de Fresnel par



des dipôles est alors trop simpliste.

#### 4.4.5 Conclusions

Nous avons montré que l'information contenue dans une onde électromagnétique générée par le passage des ondes sismiques à travers une interface provenait principalement d'une zone correspondant à la première zone de Fresnel liée à cette conversion d'onde. Nous avons mis en évidence que le centre de cette zone était quasiment situé à l'aplomb de la source sismique et que sa taille dépendait essentiellement de la profondeur de l'interface concernée. Nous avons également montré que le caractère diffusif de cette onde électromagnétique entraîne une décroissance très rapide de son amplitude en fonction du trajet à parcourir pour atteindre les récepteurs, ce qui posera des problèmes pour sa détection à grande distance, et sera un facteur limitant pour ses applications potentielles. Par contre, la distribution en amplitude de cette onde en fonction du déport source-récepteur fournit des renseignements sur la profondeur de l'interface où elle a été générée, ainsi que sur le pendage éventuel de cette interface.

Nous allons maintenant évaluer de manière numérique, la sensibilité de cette onde électromagnétique aux paramètres caractérisant les couches situées de part et d'autre de l'interface, ce qui permettra d'envisager son utilisation éventuelle à des fins de prospection.

### 4.5 Sensibilité des ondes électromagnétiques

#### 4.5.1 Introduction

Cette étude sera menée en considérant des contrastes de propriétés hydrologiques (porosité, perméabilité), des contrastes de propriétés électriques (ou chimiques), ainsi que des contrastes de propriétés mécaniques. Au vu du nombre de paramètres décrivant le milieu et de la complexité des équations qui gouvernent les phénomènes, il paraît difficile d'obtenir des expressions analytiques des opérateurs de sensibilité. On pourra néanmoins évaluer de manière numérique la sensibilité de l'onde électromagnétique aux différents paramètres, en faisant varier un paramètre à la fois, en considérant les autres constants.

#### 4.5.2 Modèle

Nous considérons pour nos calculs une couche de sable saturée par de l'eau peu salée, d'une épaisseur de 50 mètres reposant sur une couche dont nous ferons varier les paramètres. En procédant de cette manière, les ondes électromagnétiques générées à l'interface sable/grès se propageront de manière identique jusqu'aux récepteurs.

Nous avons considéré comme source sismique une explosion enfouie à 10 mètres de profondeur de 3.164 kg, ce qui correspond à un moment  $m = 3.6 \times 10^7$  J.

Les calculs ont été effectués pour 51 récepteurs espacés de 10 mètres le long d'un profil s'étendant de -250 mètres à +250 mètres. Les propriétés de la couche de sable ont été décrites dans le tableau 4.1, les vitesses correspondantes ont été données dans la tableau 4.2. La concentration en sel est de  $10^{-3}$  mol/l. Les effets de surface libre, ainsi que la propagation de l'onde directe ont été négligés dans nos calculs.

Un exemple de la méthode employée pour effectuer cette étude de sensibilité est donné par la suite.

Les sections présentées sur la figure 4.37 ont été obtenues en considérant uniquement un contraste des propriétés hydrologiques du milieu, à savoir que la porosité est égale à 0.1 et la perméabilité est égale à  $10^{-13} m^2$  dans la couche inférieure. On observe sur les sismogrammes synthétiques que ce contraste génère une réflexion de l'onde de compression incidente. Les électrogrammes synthétiques montrent que ce contraste génère également une onde électromagnétique. En effet, on distingue sur cette section la signature électrique de l'onde  $P$  réfléchi à l'interface, ainsi qu'une onde électromagnétique atteignant l'ensemble des récepteurs au même instant, en précurseur de la réflexion sismique. Cette onde, qui est générée par le passage de l'onde directe de compression à travers l'interface, présente un maximum d'amplitude sur les récepteurs situés à environ 30 mètres de la source sismique qui est elle-même située à 10 mètres de profondeur à l'aplomb du centre du profil.

La démarche utilisée est d'isoler l'onde électromagnétique sur les sections électrique  $E_x$  et magnétique  $H_y$ , puis de calculer son amplitude quadratique moyenne sur l'ensemble de la section pour chaque variation d'un paramètre décrivant le modèle. Nous comparerons par la suite les amplitudes moyennes pour estimer, d'une manière relative, la nature des contrastes susceptibles de générer des ondes électromagnétiques perceptibles, ce qui fournira la base théorique pour envisager d'éventuelles applications par rapport aux méthodes classiques de prospection.

#### 4.5.3 Résultats

Nous avons classé les études de sensibilité suivant la nature physique des paramètres: on considérera la sensibilité aux contrastes des paramètres "hydrologiques" du milieu poreux ( $\phi$ ,  $k_0$ ,  $\alpha_\infty$ ), puis la sensibilité aux contrastes des paramètres "électriques" du milieu ( $C_0$ ,  $T$ ,  $\kappa_f$ ,  $\kappa_s$ ) et enfin, la sensibilité aux contrastes des paramètres mécaniques du matériau ( $\rho_s$ ,  $\rho_f$ ,  $G_{fr}$ ,  $\eta$ ).

##### Sensibilité aux paramètres "hydrologiques"

La figure 4.38 montre la sensibilité de l'onde électromagnétique générée par le passage des ondes de compression à des contrastes de porosité, de perméabilité et de tortuosité. Cette figure montre que d'une manière générale, plus les contrastes de propriétés sont importants, plus l'amplitude



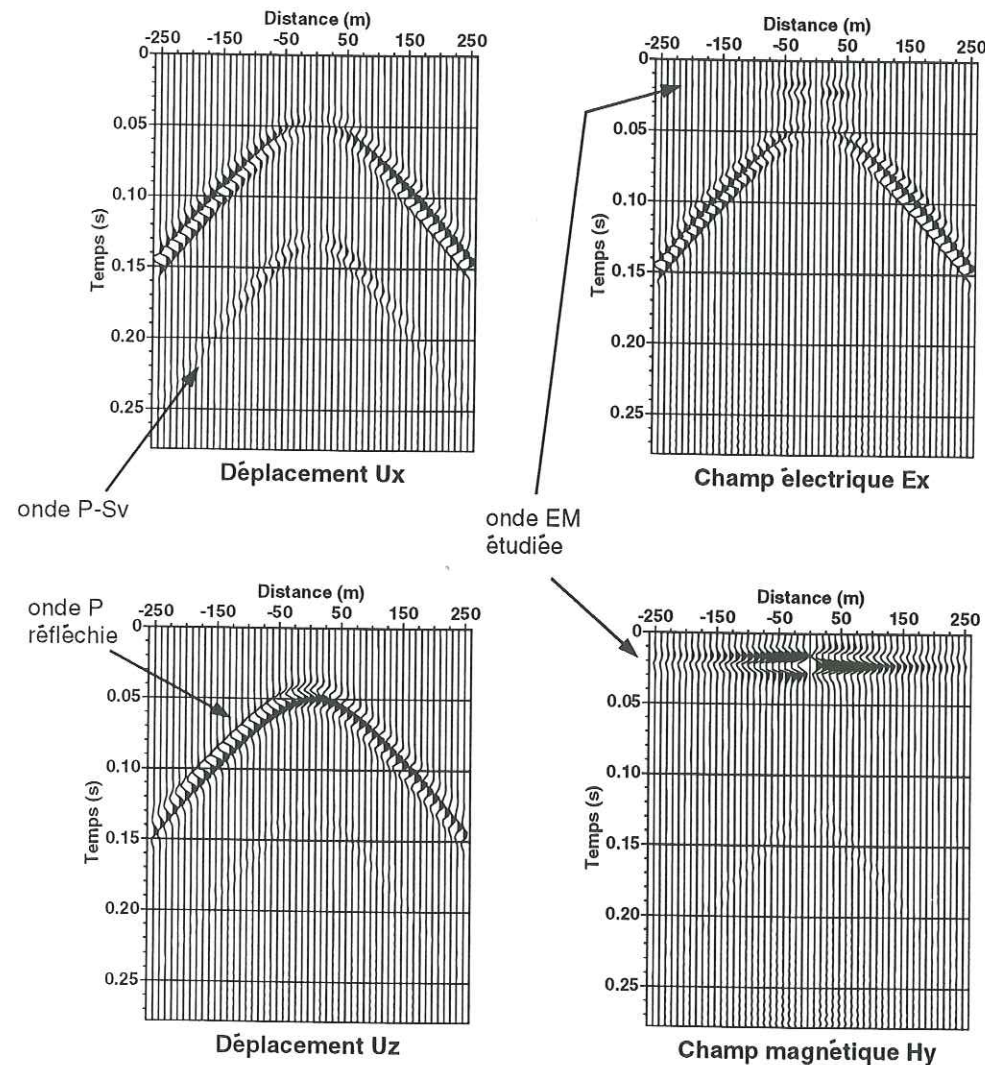


FIG. 4.37 - Sismogrammes horizontaux et verticaux, sismo-électrosismogrammes et sismo-magnétogrammes obtenus pour des sables présentant des contrastes de porosité et de perméabilité. Le coefficient de réflexion d'une onde  $P_f$  en onde  $TM$  a été multiplié par 20.

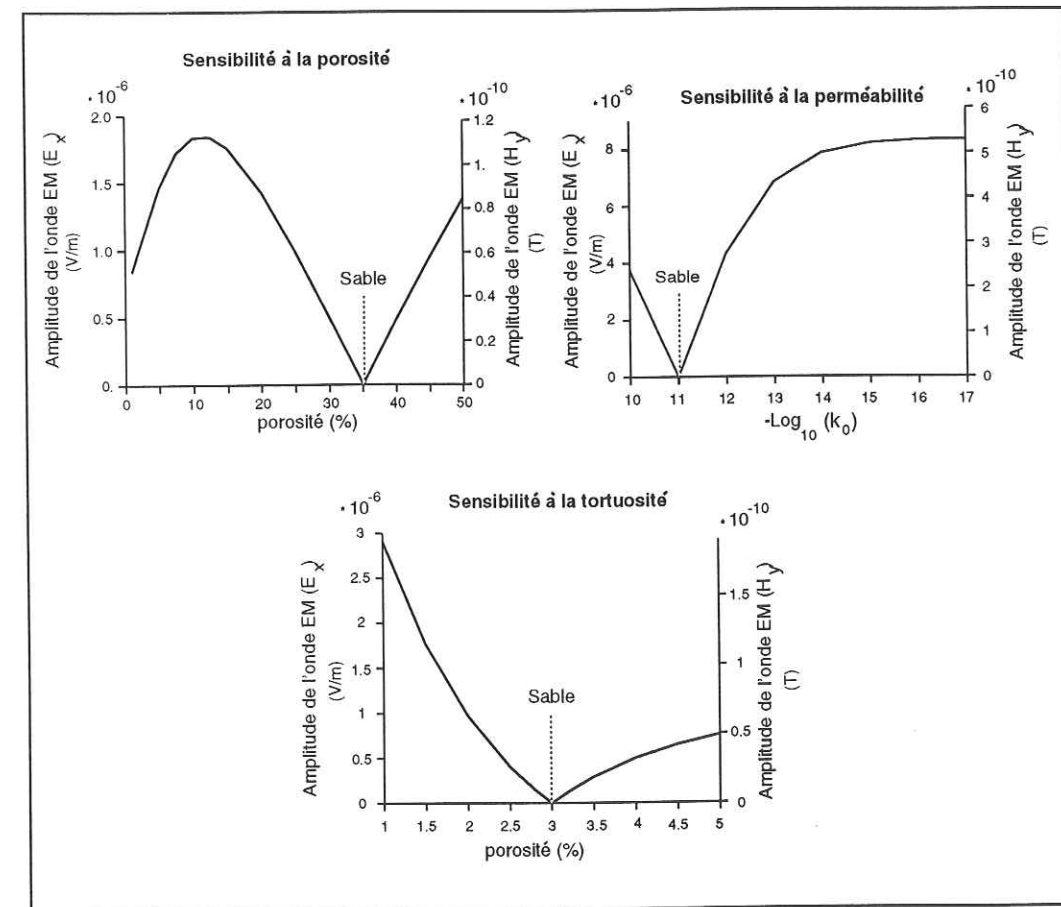


FIG. 4.38 - Sensibilité de l'onde électromagnétique à des contrastes de porosité, de perméabilité et de tortuosité. Pour la couche de sable supérieure, on a  $\phi = 0.35$ ,  $k_0 = 10^{-11}$  et  $\alpha_\infty = 3$ .

de l'onde électromagnétique est forte. Cependant, on observe que lorsque la porosité ou la perméabilité diminuent au-delà d'un certain seuil, l'amplitude de l'onde décroît, de manière assez forte dans le cas de la porosité, ou stagne dans le cas de la perméabilité. En fait, lorsque le milieu perd sa porosité ou sa perméabilité, la densité des charges diminue. Ainsi, bien que la séparation de charges augmente de part et d'autre de l'interface, l'amplitude de l'onde électromagnétique va diminuer.

Cette figure montre également que l'amplitude de l'onde électromagnétique est plus forte en présence de forts contrastes de perméabilité qu'avec des contrastes de porosité ou de tortuosité, et qu'elle se situe dans une gamme détectable, que ce soit par des dipôles électriques que par des magnétomètres. Ceci permet d'envisager des applications pour la détection d'aquifères à proximité de la surface ou de la détection de circulations privilégiées de fluides (fractures). L'emploi de magnétomètres pourra être privilégié, car ils ne sont pas sensibles à la propagation des ondes de compression dans la couche où se trouvent les récepteurs, ce qui renforcera la présence de



l'onde électromagnétique générée en profondeur sur les enregistrements.

### Sensibilité aux paramètres "électriques"

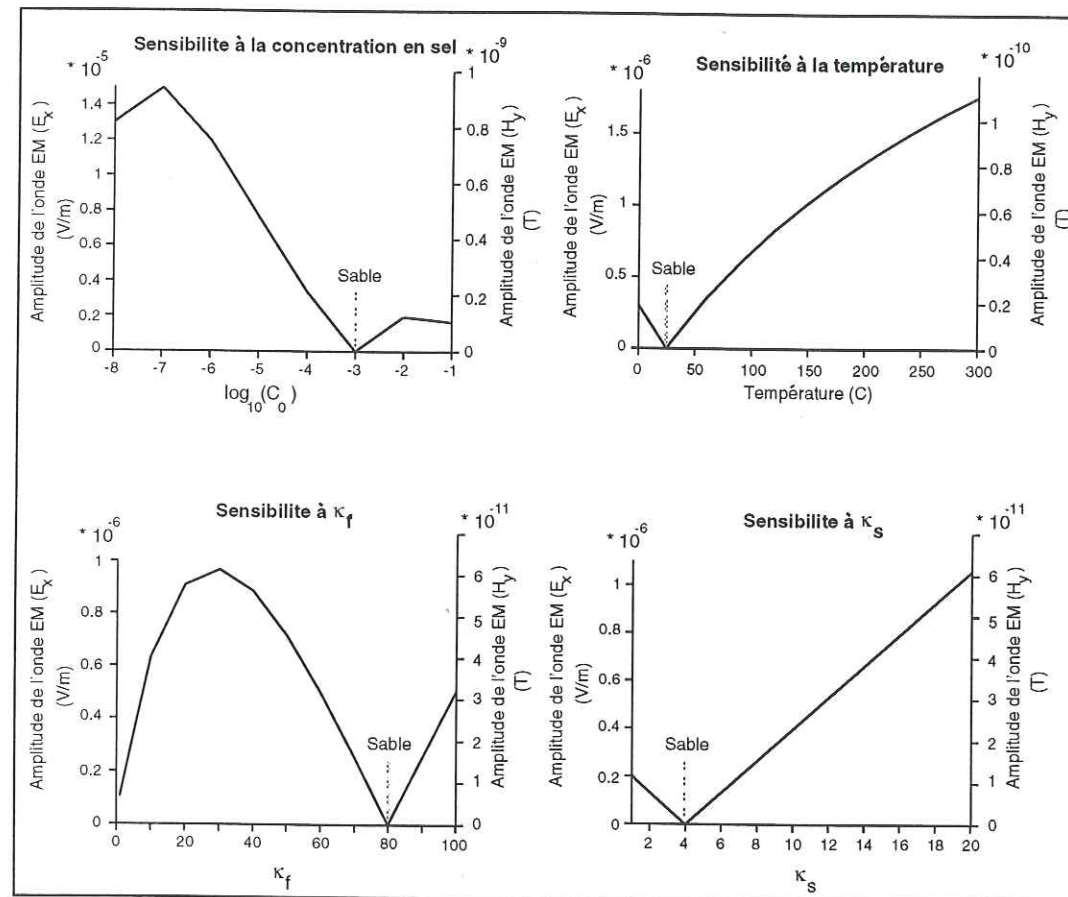


FIG. 4.39 - Sensibilité de l'onde électromagnétique à des contrastes de concentration en sel, de permittivité et de température. Pour la couche de sable supérieure, on a  $C = 10^{-3}$  mol/l,  $T = 25^\circ\text{C}$ ,  $\kappa_f = 80$  et  $\kappa_s = 4$ .

La figure 4.39 présente les variations d'amplitude de l'onde électromagnétique pour des contrastes de concentration en sel, de propriétés diélectriques et de température. Il apparaît clairement que ce sont les contrastes de concentration en sel du fluide remplissant l'espace poreux qui sont susceptibles de générer les ondes électromagnétiques les plus fortes. Plus ces contrastes sont importants, plus l'amplitude de l'onde sera forte, excepté lorsque la concentration en sel devient trop faible. En fait, la largeur et la concentration en ions de la couche diffuse augmentent lorsque la salinité décroît, alors que la conductivité diminue, ce qui implique que la séparation

de charges à l'intérieur du signal sismique augmente. C'est pourquoi le contraste de densité de charges de part et d'autre de l'interface augmente et que l'amplitude de l'onde électromagnétique augmente. Par contre, lorsque la salinité a diminué vers des valeurs où les conductions de surface de la couche diffuse deviennent importantes, l'amplitude de la séparation de charges diminue et le contraste de densité de charges de part et d'autre de l'interface diminue également, ce qui explique la diminution de l'amplitude de l'onde électromagnétique lorsque la salinité devient très faible.

Cette figure montre également que la température peut également jouer un rôle, bien moindre que la concentration en sel, mais qui sera accentué si l'on prend en compte la dépendance de la viscosité du fluide par rapport à la température. Ce rôle sera tout de même très limité, sauf peut-être pour des applications en volcanologie.

On observe par contre que l'onde électromagnétique est moins sensible à la permittivité relative du fluide saturant et à celle du matériau solide.

### Sensibilité aux paramètres mécaniques

La figure 4.40 montre les variations d'amplitude de l'onde électromagnétique en fonction des contrastes des densités du solide et du fluide, de la viscosité du fluide et du module de cisaillement du squelette solide. Il est clair là aussi, que plus les contrastes sont importants, plus l'amplitude de l'onde électromagnétique sera forte. Il apparaît chacun de ces contrastes est susceptible de générer une conversion d'onde sismique en onde électromagnétique en profondeur, dont l'amplitude sera modérée relativement à d'autres paramètres tels que la perméabilité ou la concentration en sel. Nous avons considéré dans nos calculs des variations de la viscosité du fluide relativement importantes, car la viscosité des gaz est très faible par rapport à celles de fluides. Cette figure montre que lorsque la viscosité de la couche inférieure est très faible, le contraste des propriétés visqueuses du fluide saturant génère des ondes électromagnétiques fortes. Ce sont à nouveau les propriétés de circulation des fluides en réponse à une sollicitation sismique qui génèrent des densités de courant fortes et donc une séparation de charge importante. A l'opposé, lorsque le fluide saturant devient très visqueux, la circulation du fluide diminuant, la densité de charges diminue et les contrastes s'amenuisent. C'est pourquoi, une augmentation de la viscosité dans le milieu inférieur diminue l'amplitude des ondes électromagnétiques.

#### 4.5.4 Discussion

Cette étude de sensibilité est à considérer avec prudence pour deux raisons. D'une part, nous avons fait varier les paramètres caractérisant le milieu poreux de manière indépendante. Or, dans la nature, certaines des propriétés, sans être reliées directement entre elles, caractérisent



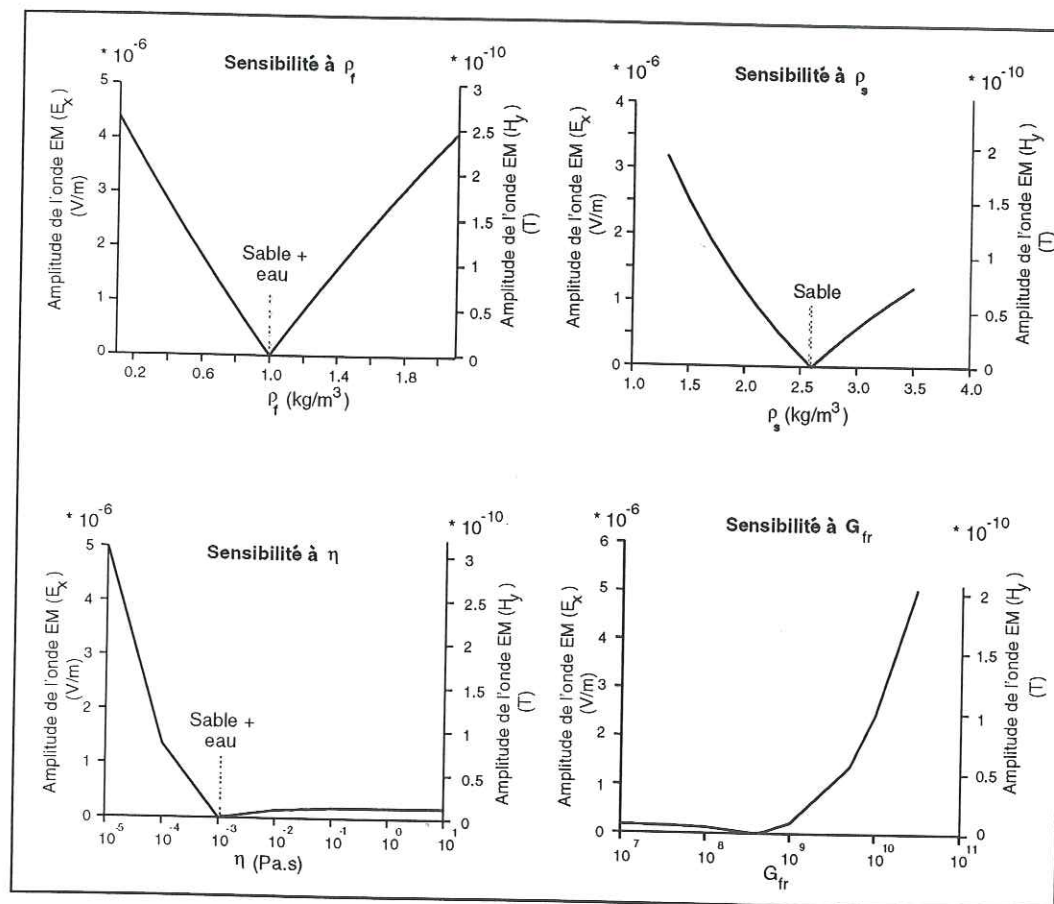


FIG. 4.40 – Sensibilité de l'onde électromagnétique à des contrastes des paramètres mécaniques. Pour la couche de sable supérieure, on a  $\rho_f = 1 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$ ,  $\rho_s = 2.6 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$ ,  $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$  et  $G_{fr} = 0.4 \text{ GPa}$

la nature du matériau ou du fluide saturant étudiés. Par exemple, il serait difficile d'imaginer des argiles présentant une forte perméabilité. D'autre part, nous avons considéré des contrastes par rapport à des propriétés fixées à l'avance dans le milieu supérieur (sable). Les variations des contrastes de propriétés liées au fluide saturant auraient été minimisées si nous avions considéré un milieu supérieur de porosité faible, pour lequel les propriétés du matériau solide auraient joué un rôle plus important.

Cette étude permet néanmoins de fournir des indications générales sur lesquelles on pourra s'appuyer pour envisager des applications.

L'onde électromagnétique est particulièrement sensible à la nature du fluide saturant (viscosité), à ses propriétés chimiques (concentration en sel) et à la perméabilité du milieu. Ainsi, la détection d'ondes électromagnétiques générées à l'intérieur du sous-sol permettrait de caractériser des

anomalies de concentration en ions (nappes polluées), de détecter des transitions de fluide saturant (huile, gaz, eau, air) ou d'imager la fracturation d'un milieu via des circulations privilégiées de fluide.

## 4.6 Conclusions

L'analyse numérique des couplages sismo-électriques nous a permis de retrouver certaines propriétés des signaux électriques détectés sur le terrain.

Ainsi, le champ électrique longitudinal  $E_x$  généré par une perturbation sismique se propageant dans un milieu poreux est proportionnel à l'accélération longitudinale des grains  $\ddot{u}_x$  dans la gamme des fréquences sismiques, que ce soit pour les ondes de volume de compression, ou pour les ondes de surface. Le champ électrique généré par induction du champ magnétique accompagnant les ondes de cisaillement est très faible, c'est pourquoi il existe des différences entre les enregistrements sismiques et électriques dus aux ondes de cisaillement. Nous avons montré que le rapport d'amplitude  $\ddot{u}_x/E_x$  ne dépendait pas du déport source-récepteur pour les ondes de volume, et qu'il dépendait des propriétés du milieu poreux au niveau des récepteurs, principalement de la concentration en sel du fluide remplissant l'espace poreux. Cette étude a également mis en évidence l'intérêt d'enregistrer le champ magnétique accompagnant les ondes de cisaillement. En effet le champ magnétique  $H_y$  est proportionnel à la vitesse longitudinale des grains  $v_x$  dans la gamme des fréquences sismiques, et le rapport  $\dot{u}_x/H_y$  dépend principalement de la nature du fluide saturant. Nous avons illustré le potentiel géophysique de l'enregistrement simultané des signaux électriques et magnétiques accompagnant les ondes de volume pour des applications pétrolières en puits de forage. Leur potentiel en géophysique de l'environnement est également prometteur pour caractériser les propriétés chimiques de l'eau dans le sous-sol.

Nos études montrent également que les dipôles électriques et les magnétomètres peuvent agir comme des géophones capables de détecter les mouvements du sol et de permettre de séparer les ondes de compression et les ondes de cisaillement dans les enregistrements.

Nous avons également étudié de manière numérique les caractéristiques d'une onde électromagnétique générée par le passage d'une onde de compression à travers une interface et mis en évidence la décroissance de son amplitude en fonction du trajet parcouru, ce qui limitera ses applications en géophysique de l'environnement et en géophysique de puits. Nous avons montré que l'information contenue dans cette onde électromagnétique provient d'une surface située à l'aplomb de la source sismique. Les contrastes susceptibles de générer une telle onde sont principalement des contrastes de viscosité, de perméabilité et de salinité. Ainsi, sa détection permettrait de caractériser des zones de circulations privilégiées de fluides, des zones de transition de fluide saturant et des zones présentant de forts contrastes de concentration en sels.



## Conclusion



## Conclusion

Cette thèse est une contribution à l'étude macroscopique des phénomènes dynamiques de couplage sismo-électrique résultant de mouvements relatifs fluide/solide dans les milieux poreux continus. L'approche générale adoptée dans ce travail a été d'une part expérimentale, pour mettre en évidence sur le terrain et étudier les effets électriques générés par une perturbation sismique et d'autre part, théorique et numérique, en utilisant les équations dynamiques macroscopiques gouvernant les couplages sismo-électriques obtenues par Pride (1994), pour construire un programme de simulation numérique des phénomènes.

En utilisant des antennes électriques disposées le long d'un profil en surface, nous avons mis en évidence sur le terrain l'existence d'un champ électrique accompagnant les ondes sismiques dans les milieux poreux superficiels. Nous avons observé que le champ électrique longitudinal au niveau des récepteurs est proportionnel à l'accélération des grains déduite des enregistrements de géophones horizontaux situés au centre des antennes électriques, et que son amplitude dépend des caractéristiques du milieu poreux. De plus, nous avons montré que l'amplitude de ce champ électrique est cohérente avec l'amplitude prédite par la théorie électrocinétique, et que l'enregistrement simultané de données électriques et sismiques peut apporter des renseignements sur les propriétés du fluide saturant l'espace poreux dont sa permittivité diélectrique, mais surtout sur ses propriétés chimiques, via la concentration en sel. Nous avons également réussi à mettre en évidence des perturbations électromagnétiques générées par le passage des ondes sismiques au toit d'une nappe phréatique, en utilisant des techniques spécifiques de traitement du signal. Ce phénomène n'a été que très rarement observé dans le passé. Nous avons vérifié que ces perturbations atteignaient chaque récepteur approximativement au même instant, qu'elles présentaient une inversion de polarité de part et d'autre de la source sismique, et que leur répartition d'amplitude en fonction du déport source-récepteur avait un caractère dipolaire symétrique.

Par la suite, la physique des phénomènes électrocinétiques dans un milieu poreux biphasique a été introduite, en présentant les équations macroscopiques qui gouvernent les champs sismiques et les champs électromagnétiques. Ce problème particulièrement complexe avait été précédemment développé par Pride (1994). Ces équations englobent les phénomènes d'électrofiltration, les phénomènes d'électro-osmose, la loi de Darcy généralisée et la loi d'Ohm. Elles dépendent de la fréquence et des propriétés constitutives du milieu poreux. Dans cette théorie, le milieu poreux



est saturé par un fluide visqueux newtonien dont les concentrations en sel sont inférieures à 1 mol/l. La matrice solide est considérée comme étant élastique et isotrope. Les effets de diffraction par les grains individuels, les phénomènes de "squirt flow" et les effets piézo-électriques n'ont pas été pris en compte.

A partir de ces équations, nous avons construit un programme de simulation des ondes sismiques et électromagnétiques dans des milieux poreux saturés à stratification plane, qui est basé sur une méthode de réflectivité. Nous avons montré que ce programme de simulation vérifiait les relations générales de réciprocité des tenseurs de Green. Il possède la propriété de pouvoir être utilisé à toutes les fréquences, d'une part, pour modéliser la propagation des ondes sismiques ou électromagnétiques (dans les régimes propagatifs ou diffusifs) dans un milieu poro-élastique et, d'autre part, pour étudier les phénomènes de couplage sismo-électriques sur lesquels nous avons concentré l'étude numérique.

La modélisation numérique des phénomènes en présence nous a permis de caractériser les propriétés des deux effets électriques générés par la propagation d'une onde sismique. Nous avons montré que dans un milieu homogène, le champ électrique était quasiment uniquement généré par des ondes de compression, qu'il était proportionnel à l'accélération des grains dans la gamme des fréquences sismiques, ce qui nous a amené à proposer une estimation analytique de ce facteur de proportionnalité dans cette gamme de fréquence. Les simulations effectuées pour un dispositif source-récepteur et un modèle présentant une prédominance d'ondes de Rayleigh a permis de retrouver les principaux résultats expérimentaux.

De même, nous avons montré que le champ magnétique était uniquement attaché à la propagation d'ondes de cisaillement, qu'il était proportionnel à la vitesse des grains, et nous avons également obtenu une estimation du facteur de proportionnalité entre ces deux champs. Les relations analytiques montrent la dépendance des champs électriques et magnétiques par rapport à certaines propriétés du milieu poreux, et notamment leur sensibilité aux propriétés du fluide. Ainsi, le champ électrique dépend principalement des propriétés chimiques du fluide. Le champ magnétique dépend plus fortement de la nature du fluide saturant (eau, air ou huile) via sa viscosité et sa permittivité diélectrique. Ces résultats soulignent l'intérêt d'acquérir simultanément des données sismiques, électriques et magnétiques, qui permettront de déterminer les propriétés du fluide au niveau des récepteurs. Nous avons illustré cela pour des applications intéressant la prospection pétrolière, pour des dispositifs d'acquisition en puits de forage. Ce phénomène pourra également trouver des applications en géophysique de l'environnement.

Lorsque le milieu est verticalement hétérogène, la propagation d'une onde sismique à travers une interface génère une séparation de charge de part et d'autre de l'interface, ce qui crée une perturbation électromagnétique qui se propage indépendamment vers la surface. Nous avons montré que ces perturbations pouvaient être modélisées en champ lointain par la radiation d'un ensemble de dipôles électriques uniformément répartis sur la première zone de Fresnel corres-

pondant à une conversion d'onde sismique en onde électromagnétique. Cette zone de Fresnel est située directement à l'aplomb de la source sismique. L'étude de sensibilité des ondes électromagnétiques, effectuée grâce au programme de simulation numérique, montre que celles-ci sont principalement sensibles à des contrastes de perméabilité, de concentration en sel et de viscosité. Leur enregistrement depuis la surface pourrait ainsi permettre de caractériser des zones de fractures, des zones de transition de fluide saturant ou des zones où le fluide présente des contrastes chimiques importants (pollution). Néanmoins, comme nous en avons fait l'expérience sur le terrain, la décroissance rapide de l'amplitude des ces ondes électromagnétiques en fonction de la distance à l'interface semble limiter son utilisation à des études en puits de forage, à la géophysique d'environnement ou en volcanologie.

## Perspectives

Les couplages sismo-électriques d'origine électrocinétique regroupent différents phénomènes à l'échelle macroscopique (propagation des ondes électromagnétiques et des ondes sismiques dans les milieux réels, mécanismes de transport électriques et hydrauliques) et à l'échelle microscopique (distribution des charges et leur mouvement relatif). Chacun de ces domaines constitue à lui seul un axe de recherche complexe et important. Nous avons néanmoins tenté de dégager des axes prioritaires de travail sur ces phénomènes.

Sur le plan expérimental, il est nécessaire de développer une instrumentation spécifique pour l'enregistrement des perturbations électromagnétiques générées par le passage des ondes sismiques à travers une interface. En effet, il faut palier au manque de données sur ce phénomène dû à la très faible amplitude des ondes électromagnétiques. Pour cela, il faut d'une part, s'affranchir du fort bruit électromagnétique présent dans le sous-sol et dans l'atmosphère en utilisant des fibres optiques ou en blindant les câbles par lesquels transitent les informations. L'utilisation de pré-amplificateurs et de filtres analogiques placés au niveau des antennes électriques et de systèmes d'enregistrement possédant une dynamique plus importante permettront la détection d'amplitudes plus faibles. Les premiers résultats concernant l'utilisation de ces phénomènes dans des puits de forage (Mikhailov *et al.*, 1999) ont simplement mis en évidence la signature électrique de l'onde de Stoneley se propageant le long des puits. L'acquisition de données en puits de forage pourraient cependant permettre de détecter des perturbations électromagnétiques dans des zones présentant de forts contrastes. Nous avons montré que l'utilisation de magnétomètres semblait prometteuse, autant pour la caractérisation du milieu poreux, que pour la détection de perturbations électromagnétiques. Il faudrait mettre en oeuvre cette idée sur le terrain, qui à ce jour n'a pas encore été tentée.

Il sera également intéressant d'enregistrer les phénomènes sismo-électriques à des fréquences plus élevées (10-100 MHz), en laboratoire par exemple, pour voir si la dépendance fréquentielle des



paramètres de transport dans le régime d'écoulement inertiel du fluide est en adéquation avec les prédictions théoriques.

En outre, il apparaît primordial d'entreprendre un suivi temporel des phénomènes sur le terrain afin de mieux comprendre leur sensibilité à différents paramètres caractérisant les milieux traversés (mécaniques, électriques ou hydrologiques). Ce suivi temporel pourra également être effectué en enregistrant sur le terrain les phénomènes sismo-électriques liés à des variations naturelles des contraintes. Nous pourrions par exemple effectuer des écoutes continues pour enregistrer des conversions d'énergie liées à la fracturation.

L'ensemble de ces travaux, effectués à une échelle de mesure intermédiaire, pourraient faire le lien avec les études en laboratoire conduites sur les courants d'électrofiltration générés par des variations de contraintes en considérant des échantillons de roches, et des études à plus grande échelle concernant les précurseurs électromagnétiques liés aux variations de contraintes dues à un tremblement de terre.

D'un point de vue théorique, l'extension de la modélisation des ondes sismiques, électromagnétiques et sismo-électriques à des milieux plus réalistes est nécessaire. Dans un premier temps, une généralisation des travaux à des milieux multiphasiques, en évaluant les mécanismes de transports électrique et hydraulique à proximité d'une interface séparant deux fluides, pourra permettre de prendre en compte les zones non saturées qui se rencontrent fréquemment près de la surface. On pourra également envisager d'inclure dans la théorie les transports de particules (phénomènes d'électrophorèse).

Par la suite, il serait souhaitable d'étendre la théorie à des milieux latéralement hétérogènes par des calculs en différences finies, en éléments finis ou des méthodes d'équations intégrales aux frontières. Nous pourrions nous appuyer sur le code de calcul existant (milieu poreux à stratification plane) pour valider les futures modélisations plus complexes. Dans cet ordre d'idée, il sera également intéressant de modéliser les perturbations observées dans des puits de forage cylindriques, et de quantifier l'information contenue dans la signature électrique des ondes de Stoneley.

Enfin, une étude théorique complète demande encore à être effectuée pour l'inversion des formes d'ondes sismiques, électromagnétiques ou sismo-électriques. Il conviendra au préalable d'établir l'expression analytique des opérateurs de sensibilité (dérivées de Fréchet) des différents champs d'onde en présence. La résolution du problème inverse permettrait d'accéder à certains paramètres, ou combinaisons de paramètres des milieux traversés, à condition que les données du problème présentent un rapport signal/bruit suffisant.

## Annexe



## Transformation des équations macroscopiques

Cette annexe détaille les différentes étapes permettant la transformation des équations macroscopiques couplées gouvernant les champs d'ondes sismiques et électromagnétiques obtenues par Pride (1994), pour les adapter à la formulation de Kennett (1983) impliquant uniquement les dérivées des vecteurs déplacements-contraintes-champs électromagnétiques par rapport à la profondeur.

### Equations macroscopiques dans le domaine fréquentiel

$$\nabla \cdot \tau = -\omega^2[\rho \mathbf{u} + \rho_f \mathbf{w}] - \mathbf{F} \quad (\text{A1})$$

$$\tau = [K_G \nabla \cdot \mathbf{u} + C \nabla \cdot \mathbf{w}] \mathbf{I} + G \left[ \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I} \right] \quad (\text{A2})$$

$$-P = C \nabla \cdot \mathbf{u} + M \nabla \cdot \mathbf{w} \quad (\text{A3})$$

$$-i\omega \mathbf{w} = \frac{k}{\eta} [-\nabla P + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + \mathbf{f}] + L \mathbf{E} \quad (\text{A4})$$

$$\mathbf{J} = L [-\nabla P + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + \mathbf{f}] + \sigma \mathbf{E} \quad (\text{A5})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} - \mathbf{M} \quad (\text{A6})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} + \mathbf{C} \quad (\text{A7})$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (\text{A8})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{A9})$$

### Passage en coordonnées cylindriques

Nous adoptons un système de coordonnées cylindriques dans lequel l'axe vertical est perpendi-



culaire à la stratification.

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\phi}}{\partial \phi} + \frac{1}{r} (\tau_{rr} - \tau_{\phi\phi}) = -\omega^2 (\rho u_r + \rho_f w_r) - F_r \quad (A10)$$

$$\frac{\partial \tau_{\phi z}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{r\phi}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\phi\phi}}{\partial \phi} + \frac{2}{r} \tau_{r\phi} = -\omega^2 (\rho u_\phi + \rho_f w_\phi) - F_\phi \quad (A11)$$

$$\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\phi z}}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \tau_{rz} = -\omega^2 (\rho u_z + \rho_f w_z) - F_z \quad (A12)$$

$$-P = C \frac{1}{r} \left( r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_r + \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + r \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + M \frac{1}{r} \left( r \frac{\partial w_r}{\partial r} + w_r + \frac{\partial w_\phi}{\partial \phi} + r \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) \quad (A13)$$

$$-i\omega w_r = \frac{k}{\eta} \left( -\frac{\partial P}{\partial r} + \omega^2 \rho_f u_r + f_r \right) + L E_r \quad (A14)$$

$$-i\omega w_\phi = \frac{k}{\eta} \left( -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \omega^2 \rho_f u_\phi + f_\phi \right) + L E_\phi \quad (A15)$$

$$-i\omega w_z = \frac{k}{\eta} \left( -\frac{\partial P}{\partial z} + \omega^2 \rho_f u_z + f_z \right) + L E_z \quad (A16)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - r \frac{\partial E_\phi}{\partial z} \right) = i\omega \mu H_r - M_r \quad (A17)$$

$$\left( \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = i\omega \mu H_\phi - M_\phi \quad (A18)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial (r E_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right) = i\omega \mu H_z - M_z \quad (A19)$$

Soit  $\tilde{\rho}$  la densité effective complexe du fluide, paramètre contrôlant l'écoulement relatif fluide-solide, et  $\tilde{\epsilon}$  la permittivité électrique complexe de la roche, tels que:

$$\tilde{\rho} = \frac{i\eta}{\omega k} \quad (A20)$$

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + \frac{i}{\omega} \sigma - \tilde{\rho} L^2. \quad (A21)$$

Les autres termes présents dans ces deux définitions ont déjà été évoqués dans le chapitre 2. L'introduction de ces termes permet d'écrire:

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - r \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \right) = -i\omega \tilde{\epsilon} E_r - \omega^2 \tilde{\rho} L w_r + C r \quad (A22)$$

$$\left( \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) = -i\omega \tilde{\epsilon} E_\phi - \omega^2 \tilde{\rho} L w_\phi + C \phi \quad (A23)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial (r H_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right) = -i\omega \tilde{\epsilon} E_z - \omega^2 \tilde{\rho} L w_z + C z. \quad (A24)$$

### Décomposition de Hudson (1969)

Les équations définies ci-avant en coordonnées cylindriques sont simplifiées lorsque l'on introduit les nouveaux éléments (Hudson, 1969):

$$u_V = r^{-1} [\partial_r (r u_r) + \partial_\phi u_\phi] \quad (A25)$$

$$u_H = r^{-1} [\partial_r (r u_\phi) - \partial_\phi u_r] \quad (A26)$$

$$\tau_{Vz} = r^{-1} [\partial_r (r \tau_{rz}) + \partial_\phi \tau_{\phi z}] \quad (A27)$$

$$\tau_{Hz} = r^{-1} [\partial_r (r \tau_{\phi z}) - \partial_\phi \tau_{rz}] \quad (A28)$$

avec des définitions identiques pour  $w, E, H, F, f, C$ , et  $M$ . De plus on introduit le Laplacien horizontal  $\nabla_1^2$ , tel que:

$$\nabla_1^2 \psi = r^{-1} \partial_r (r \partial_r \psi) + r^{-2} \partial_{\phi\phi} \psi \quad (A29)$$

Grâce à ces opérateurs, on peut réarranger les équations de telle manière à ce que les dérivées des contraintes, des déplacements et des champs électromagnétiques par rapport à  $z$  soient isolées et apparaissent seulement dans la partie gauche des équations.

Nous montrerons ce développement, uniquement pour les contraintes, mais cette transformation a été effectuée pour l'ensemble des champs à étudier.

$$\tau_{rr} = K_G \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{C}{M} \left[ -P - C \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] + 2G \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3} G \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (A30)$$

$$\tau_{\phi\phi} = K_G \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{C}{M} \left[ -P - C \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] + 2G \frac{1}{r} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} - \frac{2}{3} G \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (A31)$$

$$\tau_{zz} = K_G \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{C}{M} \left[ -P - C \left( u_V + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] - \frac{2}{3} G u_V + \frac{4}{3} G \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (A32)$$

$$\tau_{r\phi} = G \left( \frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} \right) \quad (A33)$$

$$\tau_{rz} = G \left( \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \quad (A34)$$



$$\tau_{\phi z} = G \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \phi} + \frac{\partial u_\phi}{\partial z} \right) \quad (\text{A35})$$

Ceci amène 12 équations couplées pour lesquelles on a réussi à isoler les dérivées par rapport à  $z$ . Ces 12 équations se séparent en deux systèmes indépendants.

Le premier système (*PSVTM*) s'écrit:

$$\frac{\partial u_V}{\partial z} = \frac{\tau_V}{G} - \nabla_1^2 u_z \quad (\text{A36})$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{M}{\Delta} \tau_{zz} + \frac{C}{\Delta} P - \left( 1 - 2 \frac{GM}{\Delta} \right) u_V \quad (\text{A37})$$

$$\frac{\partial w_z}{\partial z} = \left( \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 2 \frac{GC}{\Delta} \right) u_V - \frac{C}{\Delta} \tau_{zz} - \left( \frac{H}{\Delta} - \frac{\nabla_1^2}{\omega^2 \tilde{\rho}} \right) P - \frac{iL}{\omega} E_V + \frac{1}{\omega^2 \tilde{\rho}} f_V \quad (\text{A38})$$

$$\frac{\partial \tau_V}{\partial z} = - \left[ \omega^2 \rho_t + 2G \left( 2 - 2 \frac{GM}{\Delta} \right) \nabla_1^2 \right] u_V - \left( 1 - 2 \frac{GM}{\Delta} \right) \nabla_1^2 \tau_{zz} - \left( \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} - 2 \frac{GC}{\Delta} \right) \nabla_1^2 P - i\omega \rho_f L E_V - F_V + \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} f_V \quad (\text{A39})$$

$$\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} = -\omega^2 (\rho u_z + \rho_f w_z) - \tau_V - F_z \quad (\text{A40})$$

$$\frac{\partial (-P)}{\partial z} = -\omega^2 \rho_f u_z - \omega^2 \tilde{\rho} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho} L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) w_z - \frac{\tilde{\rho} L}{\tilde{\epsilon}} H_H + \frac{\tilde{\rho} L}{\tilde{\epsilon}} C_z - f_z \quad (\text{A41})$$

$$\frac{\partial H_H}{\partial z} = i\omega \tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho} L^2}{\tilde{\epsilon}} \right) E_V + L \nabla_1^2 P - \omega^2 L \rho_f u_V - L f_V - C_V \quad (\text{A42})$$

$$\frac{\partial E_V}{\partial z} = i\omega \mu \left( 1 + \frac{1}{\omega^2 \mu \tilde{\epsilon}} \nabla_1^2 \right) H_H + i\omega \frac{\tilde{\rho} L}{\tilde{\epsilon}} \nabla_1^2 w_z - \frac{i}{\omega \tilde{\epsilon}} \nabla_1^2 C_z - M_H \quad (\text{A43})$$

où l'on a introduit :

$$H = K_G + \frac{4}{3} G \quad (\text{A44})$$

$$\Delta = HM - C^2 \quad (\text{A45})$$

$$\rho_t = \rho - \frac{\rho_f^2}{\tilde{\rho}} \quad (\text{A46})$$

Le second système (*SHTE*) s'écrit:

$$\frac{\partial u_H}{\partial z} = \frac{\tau_H}{G} \quad (\text{A47})$$

$$\frac{\partial \tau_H}{\partial z} = -(\omega^2 \rho_t + G \nabla_1^2) u_H - i\omega \rho_f L E_H - F_H + \frac{\rho_f}{\tilde{\rho}} f_H \quad (\text{A48})$$

$$\frac{\partial H_V}{\partial z} = \omega^2 \rho_f L u_H - i\omega \tilde{\epsilon} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho} L^2}{\tilde{\epsilon}} + \frac{1}{\omega^2 \mu \tilde{\epsilon}} \nabla_1^2 \right) E_H + L f_H - \frac{\nabla_1^2 M_z}{i\omega \mu} + C_H \quad (\text{A49})$$

$$\frac{\partial E_H}{\partial z} = -i\omega \mu H_V + M_V \quad (\text{A50})$$

Nous avons donc réarrangé les équations en une forme où l'on a isolé les dérivées par rapport à  $z$ . Ceci nous a donné 12 équations couplées qui se décomposent en deux jeux d'équations indépendants. Nous appelons ces deux jeux PSVTM et SHTE. Les significations physiques de ces deux jeux d'équations sont discutées dans le chapitre 2.

### Passage dans le domaine des nombres d'ondes

Comme le suggère Kennett (1983), en raison de l'homogénéité latérale des milieux que l'on veut étudier (stratifiés plan), nous avons appliqué aux coordonnées horizontales une transformation de Hankel d'ordre  $m$  sur la distance radiale depuis l'origine, et une transformation finie de Fourier sur la variable angulaire. Ceci permet une décomposition du problème en ondes cylindriques.

Ainsi, la transformation effectuée sur une fonction  $\psi$  quelconque s'écrit :

$$\hat{\psi}(k, m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} r J_m(kr) dr \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\phi} \psi(r, \phi) d\phi \quad (\text{A51})$$

$$\hat{\psi}(k, m) = f f_m[\psi(k, m)] \quad (\text{A52})$$

et possède la propriété suivante :

$$f f_m[\nabla_1^2 \psi(k, m)] = -k^2 f f_m[\psi(k, m)] \quad (\text{A53})$$

Pour des raisons de dimension, on introduit les nouvelles variables :

$$\hat{u}_1 = \frac{u_V}{ik}, \hat{\tau}_1 = \frac{\tau_V}{ik}, \hat{H}_1 = \frac{H_V}{ik}, \hat{E}_1 = \frac{E_V}{ik}, \quad (\text{A54})$$

$$\hat{u}_2 = \frac{u_H}{ik}, \hat{\tau}_2 = \frac{\tau_H}{ik}, \hat{H}_2 = \frac{H_H}{ik}, \hat{E}_2 = \frac{E_H}{ik} \quad (\text{A55})$$

On fait de même pour les forces, quelles qu'elles soient. Lorsque l'on applique l'opérateur de transformation de Fourier-Hankel, on obtient des équations transformées dans le domaine des fréquences et des nombres d'onde. Ainsi, on peut écrire ces deux systèmes sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{B} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{F} \quad (\text{A56})$$

Dans le cas PSVTM,  $\mathbf{B} = [\hat{u}_1, \hat{u}_z, \hat{w}_z, \hat{\tau}_1, \hat{\tau}_{zz}, -\hat{P}, \hat{H}_2, \hat{E}_1]^T$ ,  $\mathbf{A}$  est une matrice (8,8) que l'on explicite dans le chapitre 3, et  $\mathbf{F}$  est le vecteur force de dimension (8).

Dans le cas SHTE,  $\mathbf{B} = [\hat{u}_2, \hat{\tau}_2, \hat{H}_1, \hat{E}_2]^T$ ,  $\mathbf{A}$  est une matrice (4,4) et  $\mathbf{F}$  est le vecteur force de dimension (4). L'expression de ces vecteurs et de ces matrices sont établies dans le chapitre 3.



## Références bibliographiques



## Références bibliographiques

- Adamson, A., 1990, Physical chemistry of surfaces, -5th ed., *A Wiley & Interscience publication*: 777 p.
- Aki, K. & Richards, P., 1980, Quantitative seismology, theory and methods, vol 1, *W. H. Freeman and Company, New-York*.
- Auriault, J.L., 1980, Dynamic behaviour of a porous medium saturated by a newtonian fluid, *Int. J. Eng. Sci.*, 18: 775-785.
- Auriault, J. L., Borne, L. & Chambon, R., 1985, Dynamics of porous saturated media, checking of the generalized law of Darcy, *J. Acoust. Soc. Am.*, 77: 1641-1650.
- Barsukov, O. M., 1970, Relationship between the electrical resistivity of rocks and tectonical processes, *Izv. Acad. Sci. USSR Phys. Solid. Earth, Engl. Trans.*, No 1: 55-59.
- Beamish, D., & Peart, R. J., 1998, Electrokinetic geophysics - a review, *Terra Nova*, 10: 48-55.
- Ben-Menahem, A. & Singh, S. J., 1981, Seismic waves and sources, *Springler-Verlag inc., New-York*.
- Bernard, P., 1992, Plausibility of long distance electrotelluric precursors to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 97: 17531-17546.
- Belluigi, A., 1937, Seismic-electric prospecting, *The Oil Weekly*: 38-42.
- Bier, M., 1959, Electrophoresis (Theory, Methods and Applications), *New-York*, 2 Vol.
- Biot, M. A., 1956, Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. a- Low frequency range, b- Higher frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28: 168-191.
- Biot, M. A., 1962, Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *J. Appl. Phys.*, 33: 1482-1488.
- Biot, M. A. & Willis, D. G., 1957, The elastic coefficients of the theory of consolidation, *J. Appl. Mech.*, 24: 594-601.



- Blau, L. W. & Statham, L., 1936, Method and apparatus for seismic-electric prospecting. (to Standard Oil Development Company), *Application: US 2054067*, 15 Sept 1936.
- Borne, L., 1983, Contribution à l'étude du comportement dynamique des milieux poreux saturés déformables. Etude de la loi de filtration dynamique, *Thèse Univ. Grenoble*.
- Bouchon, M. & Aki, K., 1977, Discrete wavenumber representation of seismic source wave fields, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 71: 259-277.
- Bouchon, M., 1981, A simple method to calculate Green's functions for elastic layered media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 71: 959-971.
- Bourbié, T., Coussy, O. & Zinszner, B., 1986, acoustique des milieux poreux, *Publications de l'IFP, Editions Technip*: 339 p.
- Brace, W., Orange, A. & Madden, T., 1965, The effect of pressure on the electrical resistivity of water-saturated crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, 70: 5669-5678.
- Brace, W. & Orange, A., 1968, Electrical resistivity changes in saturated rocks during fracture and sliding, *J. Geophys. Res.*, 73: 1433-1445.
- Brace, W., 1980, Permeability of Crystalline and Argillaceous Rocks, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr.*, 17: 241-251.
- Brace, W., 1984, Permeability of crystalline rocks: new in situ measurements, *J. Geophys. Res.*, 89: 4327-4330.
- Broding, R. A., Buchanan, S. D. & Hearn, D. P., Field experiments on the electroseismic effect, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics, GE-1*, 1: 23-31.
- Butler, K. E. & Russel, R. D., 1993, Substraction of powerline harmonics from geophysical records, *Geophysics*, 58: 898-903.
- Butler, K. E., Russel, R. D. & Kepic, A. W., 1996, Measurements of the seismoelectric response from a shallow boundary, *Geophysics*, 61: 1769-1778.
- Carcione, J. M., 1995, Wave propagation in anisotropic, saturated porous media: plane wave theory and numerical simulations, *J. Acoust. Soc. Am.*, 99: 2655-2666.
- Carcione, J. M., 1996, Ground-penetrating radar: Wave theory and numerical simulation in lossy anisotropic media, *Geophysics*, 61: 1664-1677.
- Carcione, J. M., 1998, Viscoelastic effective rheologies for modelling wave propagation in porous media, *Geophys. Prosp.*, 46: 249-270.

- Chapman, D. L., 1913, *Philos. Mag.*, 26: 475.
- Chin, R., Hedstrom, G. & Thigpen, L., 1984, Matrix method in synthetic seismograms, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 77: 483-502.
- Corapcioglu, M. Y., 1991, Formulation of Electro-Chemico-Osmotic Processes in Soils, *Transport in Porous Media*, 6: 435-444.
- Corwin, R. F., 1990, The self-potential method for environmental and engineering applications, *Geotechnical and Environmental Geophysics, Ward Ed., Vol. 1, Society of Exploration Geophysics, Tulsa*: 127-145.
- Corwin, R. F. & Morrison, H. F., 1977, Self-potential variations preceding earthquakes in central California, *Geophys. Res. Lett.*, 4: 171-174.
- Dahlman, O., and Israelson, H., 1977, Monitoring underground nuclear explosions, *Elsevier Sci. Pub. Comp., New-York*.
- Dai, N., Vafidis, A. & Kanasevich, E. R., 1995, Wave propagation in heterogeneous, porous media: A velocity-stress, finite-difference method, *Geophysics*, 60: 327-340.
- Dea, J., Hansen, P. & Boerner, W., 1992, Long-term ELF background noise measurements, the existence of window regions, and applications to earthquake precursor emissions studies, *Phys. Earth Planet. Inter.*.
- de Groot, S. R. & Mazur, P., 1962, Non-Equilibrium Thermodynamics, *North-Holland, Amsterdam*: 405-452.
- de la Cruz, V. & Spanos, T. J., 1985, Seismic wave propagation in a porous medium, *Geophysics*, 50: 1556-1565.
- Dietrich, M., 1988, Modeling of marine seismic profiles in the  $t-x$  and  $\tau-p$  domains, *Geophysics*, 53: 453-465.
- Dietrich, M., Garambois, S. & Glangeaud, F., 1996, Seismo-electric effects: a field example over a shallow aquifer, *Proc. EEGS 2nd Ann. Mtng. Nantes, France*: 82-84.
- Dmowska, R., 1977, Electromechanical phenomena associated with earthquakes, *Geophys. Surv.*, 3: 157-174.
- Draganov, A., Inan, U. & Taranenko, Y., 1991, ULF magnetic signatures at the Earth surface due to ground water flow: a possible precursor to earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 18: 1127-1130.



- Dutta, N. C., & Odé, H., 1979, Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model) - Part I: Biot theory, *Geophysics*, 44: 1777-1788.
- Eaton, D. W., Stewart, R. R. & Harrison, M., P., 1991, The Fresnel zone for  $P - SV$  waves, *Geophysics*, 56: 360-364.
- Fitterman, D. V. & Madden, T. R., 1977, Resistivity observations during creep events at Melendy Ranch, California, *J. Geophys. Res.*, 82: 5401-5408.
- Fraser-Smith, A., Bernardi, A., Mc Gill, P., Ladd, M., Helliwell, R. & Villard, O., 1990, Low-frequency magnetic field measurements near the epicenter of the  $M_s$  7.1 Loma Prieta earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 17: 1465-1468.
- Frenkel, J., 1944, On the theory of seismic and seismoelectric phenomena in a moist soil, *Journal of Physics*, vol. 8, No 4: 230-241.
- Garmany, J., 1983, Some properties of elastodynamic eigensolutions in stratified media, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 75: 565-569.
- Geli, L., 1985, Propagation d'ondes sismiques dans les formations superficielles: effet d'un arrangement géométrique complexe et influence de la saturation en eau *Thèse Univ. Grenoble*: 244p.
- Gibert, D. & Virieux, J., 1991, Electromagnetic Imaging and Simulated Annealing, *J. Geophys. Res.*, 96, No B5: 8057-8067.
- Gibert, D., Tournier, B. & Virieux, J., 1994, High-resolution electromagnetic imaging of the conductive Earth interior, *Inverse Problems*, 10: 341-351.
- Gokhberg, M. & Morgounov, V., 1982, Experimental measurements of electromagnetic emissions possibly related to earthquakes in Japan, *J. Geophys. Res.*, 87, No B9: 7824-7828.
- Gouy, G., 1910, *J. Phys. Radium*, 9: 457.
- Grabar, P. & Williams, C., 1953, Méthode permettant l'étude conjuguée des propriétés électrophorétiques et immunochimiques d'une molécule de protéine. Application au sérum sanguin, *Biochim. Biophys. Acta*, 10.
- Gregory, A., 1976, Fluid saturation effects on dynamic elastic properties of sedimentary rocks, *Geophysics*, 41: 895-921.

- Gruszow, S., Rossignol, J. C., Tzanis, A. & Le Mouél, J. L., 1996, Identification and analysis of electromagnetic signals in Greece: the case of the Kozani earthquake VAN prediction, *Geophys. Res. Lett.*, 23, No 16: 2025-2028.
- Guéguen, Y. & Palciauskas, V., 1992, Introduction à la physique des roches, *Hermann*: 296 p.
- Haartsen, M. W., 1995, Coupled electromagnetic and acoustic wavefield modeling in poro-elastic media and its applications in geophysical exploration, *PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA*: 326 p.
- Haartsen, M. W. & Pride, S. R., 1997, Electrostatic waves from point sources in layered media, *J. Geophys. Res.*, 102: 24,745-24,769.
- Haartsen, M. W., Dong, W. & Toksöz, M. N., 1998, Dynamic streaming currents from seismic point sources in homogeneous poroelastic media, *Geophys. J. Int.*, 132: 256-274.
- Hamilton, E., 1971, Elastic properties of marine sediments, *J. Geophys. Res.*, 76: 579-604.
- Hancke, G. P., 1990, The optimal frequency estimation of a noisy sinusoidal signal, *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurements*, 39: 843-846.
- Haskell, N. A., 1953, The dispersion of surface waves on multilayered media, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 43: 17-34.
- Hassanzadeh, S., 1991, Acoustic modeling in fluid-saturated porous media, *Geophysics*, 56: 424-435.
- Holden, A., 1965, The nature of solids, *Dover Publications Inc., New York*: 1992 p.
- Holm, R. & Holm, E., 1967, Electric Contacts: Theory and Applications [4th ed.], *Springer Verlag, New-York*: 300 p.
- Hudson, J., 1969, A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic distances. 1- radiation from point sources, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 18: 133-149.
- Ishido, T. & Mizutani, H., 1981, Experimental and theoretical basis of electrokinetic phenomena in rock-water systems and its applications to geophysics, *J. Geophys. Res.*, 86: 1763-1775.
- Ivanov, A. G., 1940, Seismic-electric effect of second kind, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Geog. Geophys.*, 5: 699-726.
- Ivanov, A. G., 1950, Studies of seismic-electric phenomena, *Izv. Akad. Nauk. SSSR., Geog. Geophys.*, 14: 542-546.



- Johnson, D. L., Koplik, J. & Dashen, R., 1987, Theory of dynamic permeability in fluid-saturated porous media, *J. Fluid Mech.*, 176: 379-402.
- Johnston, D. H., Toksöz, M. N. & Timur, A., 1979, Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: II. Mechanisms, *Geophysics*, 44: 691-711.
- Johnston, D. H. & Toksöz, M. N., 1980, Ultrasonic P and S wave attenuation in dry and saturated rocks under pressure, *J. Geophys. Res.*, 85:
- Jouniaux, L. & Pozzi, J. P., 1995, Streaming potential and permeability of saturated sandstones under triaxial stress: consequences for electrotelluric anomalies prior to earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 100: 10,197-10,209.
- Kagan, Y. Y., 1996, VAN earthquake predictions - an attempt at statistical evaluation, *Geophys. Res. Lett.*, 23, No 11: 1315-1318.
- Katsube, T. J. & Collett, L. S., 1974, Electromagnetic Propagation Characteristics of Rocks, *The Physics and Chemistry of Minerals and Rocks*, R.G. Srens ed., J. Wiley and Sons, N.Y.
- Keller, G. V., 1987, Rock and Mineral Properties, *Electromagnetic methods in applied Geophysics*, Vol. 1, S.E.G.: 13-51.
- Kennett, B. L. N., Kerry, N. J. & Woodhouse, J. H., 1978, Symmetries in the reflection and transmission of elastic waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 52: 215-229.
- Kennett, B. L. N. & Kerry, N. J., 1979, Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 57: 557-583.
- Kennett, B. L. N., 1983, Seismic wave propagation in stratified media, *Cambridge University Press*: 342 p.
- Legchenko, A., Beauce, A., Guillen, A., Valla, P. & Bernard, J., 1996, Capability of the NMR applied to aquifers investigation from the surface, *Proc. EEGS 2nd Ann. Mtng. Nantes, France*: 70-73.
- Levy, T., 1979, Propagation of waves in a fluid-saturated porous elastic solid, *Int. J. Eng. Sci.*, 17: 1005-1014.
- Long, L. T. & Rivers, W. K., 1975, Field measurement of the electroseismic response, *Geophysics*, 40: 233-245.
- Madden, T. R., La Tocarra, G. A. & Park, S. K., 1992, Electrical conductivity variations around the Palmdale section of the San Andreas fault zone, *J. Geophys. Res.*, 98: 795-808.

- Martin, R. J., Habermann, R. & Wyss, M., 1978, The effect of stress cycling and inelastic volumetric strain on remanent magnetization, *J. Geophys. Res.*, 83: 2485-3496.
- Martner, S. T. & Sparks, N. R., 1959, The electroseismic effect, *Geophysics*, 24: 297-308.
- Miyakoshi, J., 1986, Anomalous time variation of the self-potential in the fractured zone of an active fault preceding the earthquake occurrence, *J. Geomagn. Geoelec.*, 38: 1015-1030.
- Michel, S., 1995, Effets électriques et magnétiques sur le Piton de la Fournaise (Ile de la Réunion): influence des circulations des fluides, *Thèse Univ Paris 7*: 270 p.
- Mikhailov, O. V., Haartsen, M. W. & Toksöz, M. N., 1997, Electrostatic investigation of the shallow subsurface: Field measurements and numerical modeling, *Geophysics*, 62: 97-105.
- Mikhailov, O. V., Queen, J. H. & Toksöz, M. N., 1999, Using borehole electroseismic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones, soumis à *Geophysics*.
- Millar, J., 1995, A source of life made commercial, *Physics World*: 22-23.
- Mizutani, H. & Ishido, T., 1976, A new interpretation of magnetic field variation associated with Matsushiro earthquakes, *J. Geomagn. Geoelectr.*, 28: 179-188.
- Mizutani, H., Ishido, T., Yokokura, T. & Ohnishi, S., 1976, Electrokinetic phenomena associated with earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 3: 365-368.
- Mochizuki, S., 1982, Attenuation in partially saturated rocks, *J. Geophys. Res.*, 87: 8598-8604.
- Moinet, F. & Dietrich, M., 1998, Computation of differential seismograms for point and plane scatterers in layered media, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 88: 1311-1324.
- Morgan, F., Williams, E. & Madden, T., 1989, Streaming potential properties of Westerly granite with applications, *J. Geophys. Res.*, 94: 12,449-12,461.
- Mueller, R. & Johnston, M., 1990, Seismomagnetic effect generated by the October 18, 1989,  $M_L$  7.1 Loma Prieta, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 17: 1231-1234.
- Mulargia, F. & Gasperini, P., 1992, Evaluating the statistical validity beyond chance of "VAN" precursors, *Geophys. J. Int.*, 111: 32-44.
- Murphy, W., Reischer, A. & Hsu, K., 1993, Modulus decomposition of compressional and shear velocities in sand bodies, *Geophysics*, 58: 227-239.
- Myachkin, V., Sobolev, G., Dolbilkina, N., Morozow, V. & Preobrazensky, V., 1972, The study of variations in geophysical fields near focal zones of Kamchatka, *Tectonophysics*, 14: 287-293.



- Narod, B., 1982, Laboratory measurements of piezoelectric properties of polycrystalline minerals: a progress report, *Canadian Geophys. Union Meeting (KEGS section)*, Toronto, May.
- Neev, J. & Yeatts, F. R., 1989, Electrokinetic effects in fluid-saturated poroelastic media, *Physical Review B*, 40, No 13: 9135-9141.
- Neyshtadt, N., Mazanova, Z., Binevich, L. & Maiko, M., 1972, Piezoelectric method of exploration (methodological recommendations), *ONTI VITR, Leningrad (in English trans)*: 53 p.
- Onsager, 1931, Reciprocal relations in irreversible processes *i*, *Physical Review*, 37: 405.
- Onsager, 1931, Reciprocal relations in irreversible processes *ii*, *Physical Review*, 38: 2265.
- Overbeek, J., 1952, Electrochemistry of the double layer in *Colloid science, Vol. 1, Irreversible systems*, edited by H.R. Kruyt, Elsevier, New York: p 115-193.
- Park, S. K., 1991, Monitoring changes of resistivity prior to earthquakes in Parkfield, California, with telluric arrays, *J. Geophys. Res.*, 96: 14,211-14,237.
- Parkhomenko, E. I., 1971, Electrification phenomena in rocks, *New York, Plenum Press*.
- Parkhomenko, E. I. & Gaskarov, I. V., 1971, Borehole and laboratory studies of the seismoelectric effect of the second kind in rocks, *Izv. Acad. Sci. USSR, Physics of the solid earth*, 7: 663-666.
- Petiau, G., and Dupis, A., 1980, Noise, temperature coefficient, and long time stability of electrodes for telluric observations, *Geophys. Props.*, 28: 792-804.
- Pfannkuch, H. O., 1972, On the correlation of electrical conductivity properties of porous systems with viscous flow transport coefficients, *Fundamentals of Transport Phenomena in Porous Media*, Elsevier, New-York: 42-54.
- Plona, T., 1980, Observation of a second bulk compressional wave in a porous medium at ultrasonic frequencies, *Appl. Phys. Lett.*, 36: 259-261.
- Pozzi, J. P., et Jouniaux, L., 1994, Effets électriques des circulations de fluides dans les roches sédimentaires et prévision des séismes, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 318, série II: 73-77.
- Pride, S. R. & Morgan, F. D., 1991, Electrokinetic dissipation induced by seismic waves, *Geophysics*, 56, No 7: 914-925.

- Pride, S. R., Gangi, A. F. & Morgan, F. D., 1992, Deriving the equations of motion for porous isotropic media, *J. Acoust. Soc. Am.*, 92 (6): 3278-3290.
- Pride, S. R., 1994, Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media, *Physical Review B*, 50: 15678-15695.
- Pride, S. R., and Haartsen, M. W., 1996, Electro seismic wave properties, *J. Acoust. Soc. Am.*, 100: 1301-1315.
- Probst, R. F. & Hicks, R. E., 1993, Removal of contaminants from soils by electric fields, *Science*, 260: 498-503.
- Qian, F., Zhao, Y., Yu, M., Wang, Z., Liu, X. & Chang, S., 1983, Geoelectric resistivity anomalies before earthquakes, *Sci. Sin. Ser. B, Engl. Ed.*, 26: 326-336.
- Renard, F., 1997, La déformation mécano-chimique dans la croûte supérieure terrestre, *Thèse Univ. Grenoble*: 206 p.
- Revil, A., Darot, M. & Pezard, P. A., 1996, From surface electrical properties to spontaneous potentials in porous media, *Surv. Geophys.*, 17: 331-346.
- Revil, A. & Glover, P. W. J., 1998, Nature of surface electrical conductivity in natural sands, sandstones, and clays, *Geophys. Res. Lett.*, 25: 691-694.
- Russel, R., Maxwell, M., Butler, K. & Kepic, A., 1992, Electromagnetic responses from seismically excited targets. A: Piezoelectric phenomena at Humboldt, Australia, *Explo. Geophysics*, 23: 281-286.
- Russel, R., Butler, K., Kepic, A. & Maxwell, M., 1997, Seismoelectric exploration, *The Leading Edge*, 16: 1611-1615.
- Sadovskii, M., Nersisov, I., Nigmatullae, S., Latynina, L., Lukk, A., Semenov, A., Simbireva, I. & Ulomov, V., 1972, The processes preceding strong earthquakes in some regions of middle Asia, *Tectonophysics*, 14: 295-307.
- Serebryakova, O., Bilichenko, S., Chmyrev, V., Parrot, M., Rauch, J., Leveufre, F. & Pokhotelov, O., 1992, Electromagnetic ELF radiations from earthquake regions as observed by low-altitude satellites, *Geophys. Res. Lett.*, 19: 91-94.
- Shapiro, V. A. & Abdullabekov, K. N., 1982, Anomalous variations of the geomagnetic field in East Fregana - Magnetic precursor of the Alay earthquake with *M* 7.0 (1978 November 21), *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 68: 1-5.



- Zlotnicki, J., Pozzi, J.P., Cornet, F., 1981, Investigation on induced magnetization variations caused by triaxial stresses, *J. Geophys. Res.*, 86: 11,899-11,909.





**Thèse de Doctorat  
de l'Université Joseph Fourier Grenoble I**

---

*Titre de l'ouvrage:*

**Études expérimentales et théoriques des  
conversions d'ondes sismo-électriques dans les  
milieux poreux superficiels**

*Auteur:*           **Stéphane GARAMBOIS**

*Établissement:*

**Observatoire de Grenoble  
Laboratoire de Géophysique Interne et  
Tectonophysique**

*Résumé*

Les phénomènes électrocinétiques créés à l'échelle microscopique par le passage d'ondes sismiques à travers des milieux poreux saturés en fluides génèrent des conversions entre énergies sismique et électromagnétique observables à l'échelle macroscopique. Nous avons étudié ces couplages à la fois sur un plan expérimental et théorique dans le but de déterminer leur utilisation potentielle pour la détection et la caractérisation du contenu en fluides des milieux poreux superficiels.

Nous présentons dans un premier temps une série d'expériences de terrain effectuées pour enregistrer, à l'aide d'antennes électriques reliées à un système d'acquisition sismique multitrace, les champs électriques transitoires générés par une perturbation sismique du milieu. Après atténuation du bruit généré par les lignes à haute tension grâce à des filtres adaptés, deux effets sismo-électriques ont été identifiés: i) un champ électrique dominant qui accompagne les ondes sismiques, et ii), des perturbations électromagnétiques précursives, de faible amplitude, présentant une inversion de polarité de part et d'autre de la source sismique avec peu ou pas de décalage temporel le long du dispositif récepteur.

Par la suite, nous détaillons les aspects théoriques de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques dans des milieux poreux saturés en utilisant les équations obtenues par Pride (1994), qui combinent la théorie de Biot aux équations de Maxwell via des équations de transport. Nous avons résolu ces équations à l'aide d'un programme de simulation numérique dans le but de générer des sismogrammes, des électrogrammes et des magnétogrammes synthétiques. Ceci nous a permis d'étudier de manière détaillée les effets sismo-électriques, d'interpréter nos données et de mettre en évidence des applications potentielles d'enregistrements simultanés des champs d'ondes sismiques, électriques et magnétiques pour la caractérisation des couches poreuses superficielles.

*Mots clés*

Signaux sismo-électriques - Milieux poreux - Phénomènes électrocinétiques - Modélisation numérique - Détection et caractérisation de fluides.